Nicht f. d. Austausch

Zur Technik der photographischen Photometrie der Planetenoberflächen

---

INAUGURAL-DISSERTATION

zur Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

Von

Hugh John Gramatzki

aus Berlin-Zehlendorf (Klein-Machnow)

Tag der mündlichen Prüfung: 23. 6. 1937

Tag der Promotion: 28. 7. 1937

FERD. DÜMMLERS VERLAG · BERLIN UND BONN · 1937

42

Diese Arbeit ist auch im Buchhandel unter dem Titel „Planeten-Photographie“ erschienen (Ferd. Dümmlers Verlag, Berlin u. Bonn).

Referenten: Prof. Dr. P. Guthnick
Prof. Dr. A. Kopff

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Ergänzende Literatur vom gleichen Verfasser:

Leitfaden der astronomischen Beobachtung. Geb. RM. 4.05.
Hilfsbuch der astronomischen Photographie. RM. 4.30, geb. 5.40.
(Ferd. Dümmlers Verlag, Berlin SW 68 u. Bonn)

Dem Andenken meines Vaters

Inhalt.

Seite

Einleitung 5

Luftunruhe 7

Instrumentelle Grundlagen 13

Anamorphatische Abbildung 25

Photographische Grundlagen 30

Photometrische Grundlagen 45

Praktische Durchführung der Arbeit 60

Auswertung 64

Photoelektrische Messung 70

Nachtrag 71

Einleitung.

Die photographische Erforschung der Planetenoberflächen ist bisher in ausgedehnterem Maße nur in den Vereinigten Staaten durchgeführt worden. Insbesondere sind es die Planeten Venus, (W. H. Wright, Dr. Ross, Mt. Wilson) Mars, (Hale, W. H. Wright, Lowellobservatorium Flagstaff, Trümpler), Jupiter (W. H. Wright, Barnard, V. M. Slipher) und Saturn (Barnard, W. H. Wright), die hierbei durchweg mit Instrumenten großer und größter Dimensionen aufgenommen worden sind. Demgegenüber ist dieser Zweig der astronomischen Photographie in Europa etwas in den Hintergrund getreten, da es den Anschein hatte, daß photographische Aufnahmen der Planeten nur dann Erfolg versprechen, wenn sie mit Instrumenten großer Dimensionen durchgeführt werden. In Deutschland wurden die ersten erfolgreichen Aufnahmen von Bernhard Schmidt (Sternwarte Bergedorf) ausgeführt, während als erstes Ergebnis dieser 1926 begonnenen Arbeit eine photographische Karte der Jupiteroberfläche und eine Serie von sechs Aufnahmen der Planeten, die den Umlauf eines hellen Flecks zeigen, im Jahre 1933 veröffentlicht wurden.[1] Neuerdings werden an der Universitätssternwarte Breslau von Prof. Dr. E. Schoenberg Jupiteraufnahmen systematisch durchgeführt. Umfassende photographische Arbeiten auf dem Gebiete der Planetenphotographie unter photometrischer Auswertung der Aufnahmen sind von N. Barabascheff und B. Semejkin für Mars, Jupiter und Saturn durchgeführt worden.[2]

Ziel der vorliegenden Arbeit war, durch theoretische Untersuchungen

---

1. A.N. Bd. 249, 1933 August.
2. Zeitschr. f. Ap. S. 179 (1934).

1. des Einflusses der Luftunruhe auf die Bildgüte in Abhängigkeit von der Optik und den Eigenschaften der photographischen Platte,

2. der Eigenschaften der verwendeten Optik in Bezug auf die durch Sonderkonstruktionen bedingten Abbildungsfehler,

3. der Möglichkeit, ohne Graukeil Schwärzungsskalen herzustellen,

4. der Anwendbarkeit anamorphotischer Abbildungssysteme,

ferner durch eine sich über zehn Jahre erstreckende praktische Erprobung der für diese Sonderaufgabe konstruierten Instrumente den Nachweis zu erbringen, daß die Photographie der Planetenoberflächen zum Zwecke photometrischer Untersuchungen mit relativ kleinen Instrumenten möglich ist, d. h. mit solchen, deren Durchmesser im Höchstfalle 250 mm erreichen wird, während man in den Vereinigten Staaten Instrumente vom 6- bis 10-fachen Durchmesser verwendet.

Der außerordentlich geringe optische Wirkungsgrad hinsichtlich der Definition bei den bekannten Mondaufnahmen mit dem Hookerspiegel (5—6 % der theoretischen Auflösungskraft) legten den Verdacht nahe, daß die Luftunruhe bei Instrumenten so großer Öffnung eine verhängnisvolle Rolle spielt. Die Wirkung der Luftunruhe mußte dabei auch abhängig sein von der Art der verwendeten Platte, da eine steile Gradation mit hochliegendem Schwellenwert infolge der Übertreibung der Kontraste und Unterdrückung schwächerer, störender Bildüberlagerungen den Einfluß der Luftunruhe weniger zur Geltung kommen lassen wird als eine hochempfindliche und gleichzeitig flau arbeitende Platte. Die theoretische Untersuchung der Störung optischer Bilder durch die Luftunruhe mußte also auch die Gradation der Emulsion berücksichtigen. Diese Untersuchung ist bereits veröffentlicht worden[3] und wird hier auszugsweise wiedergegeben.

---

3. Die Himmelswelt, Heft 11/12, 1935.

Einfluß der Luftunruhe und Plattengradation auf die Güte der photographischen Abbildung.

Die von einem Oberflächenelement eines Planeten kommenden Strahlen können wir als paralleles Bündel auffassen. Dieses Bündel besitzt neben der Eigenschaft der Parallelität noch eine zweite relativ zum exakt nachgeführten Instrument: unveränderliche Richtung relativ zur optischen Achse desselben. Die Luftunruhe ist eine Störung beider Eigenschaften.

Die Störung der Richtung ist theoretisch rasch abgetan. Die verursachte Bildunschärfe ist das Produkt aus dem Winkel, um den die Richtungskonstanz gestört wird, und der Brennweite des Instruments.

In reiner Form würde eine solche Störung im Tanzen eines an sich scharfen Bildes bestehen. Wir wollen sie als transversale Störung bezeichnen. Die Störung der Parallelität ist etwas verwickelter, aber dennoch in elementarer Form in erster Annäherung darstellbar. Wir gehen dabei von der Vorstellung aus, daß ein solches gestörtes, ursprünglich paralleles Bündel sich auffassen läßt als ein Büschel von sehr kleinem Öffnungswinkel α (Abb. 1). Das parallele Bündel SS wird also durch eine momentane Störung in der Atmosphäre in ein Büschel verwandelt, so daß die Strahlen nicht mehr von einem unendlich weit entfernten Punkt zu kommen scheinen, sondern von einem in der endlichen Entfernung s befindlichen, der, je nachdem α positiv oder negativ ist, vor oder hinter dem Objekt O liegt. s ist eine mittlere Entfernung, denn die gestörten Strahlen werden sich naturgemäß nicht in einem einzigen Punkte schneiden, (die Abbildung durch das störende Element in der Atmosphäre ist nicht

aberrationsfrei) sondern in einer Reihe von Punkten auf der optischen Achse.

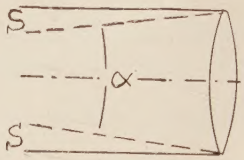


Abb. 1

Die theoretische Behandlung dieses Vorgangs ergibt nach den elementaren Gleichungen der geometrischen Optik:

$$2\varrho = \alpha \cdot f.$$

Wir kommen also für die longitudinale Störung auf die gleiche Formel wie für die transversale (Abb. 2).

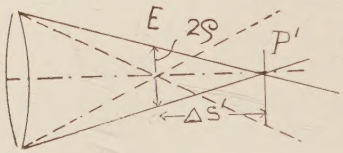


Abb. 2

Die wirksame Luftunruhe ist aber nicht identisch mit diesen Störungen, denn wir arbeiten ja nicht mit punktförmigen Abbildungen, sondern unser kleinstes Bildelement ist das Beugungsscheibchen, .

Die Luftunruhe wird erst dann schädlich, wenn der Durchmesser 2ϱ des Zerstreuungskreises, den wir als Maß der Luftunruhe betrachten, größer wird als der Durchmesser δ des Beugungsscheibchens. Dieser ist in linearem Maße bekanntlich gleich $1.22\ m\ .\ \lambda$, wo m das reziproke Öffnungsverhältnis $\frac{F}{D}$, λ die Wellenlänge bedeuten. Das Verhältnis $\frac{\delta}{2\varrho}$ ist ein Ausdruck für die relative Bildgüte G des Instruments bei gegebener Luftunruhe.

$$G = \frac{\delta}{2\varrho} = \frac{2.44\ m\ \lambda}{\alpha \cdot F} = \frac{2.44\ \lambda}{\alpha\ D} \quad (\alpha\ F \gtrless \delta)$$

Für $\alpha = p''$, $\lambda = 450 \cdot 10^{-6}$ mm wird $G = \frac{220}{p'' D_{mm}}$

Dies stimmt mit der Praxis im Prinzip überein. Abblendung bewirkt bei schlechter Luft eine Bildverbesserung trotz des Helligkeits- und Definitionsverlustes, da mit der Vergrößerung des Beugungsscheibchens eine Verkleinerung des Zerstreuungskreises 2ϱ einhergeht.

Die im Zerstreuungskreis 2ϱ wirksame Lichtmenge, die von der Objekthelligkeit, dem Öffnungsverhältnis des Instruments, der verwendeten Plattensorte und der Belichtungszeit abhängig ist, erzeugt eine Schwärzung, welche diejenige des idealen Beugungsscheibchens überlagert und dieses verbreitert.

Diese Schwärzung, für sich betrachtet, ist kein Maß für die Bildverschlechterung. Auch der Durchmesser des Zerstreuungskreises mit dieser Schwärzung ist nicht als Definitionsdefekt anzusehen, denn die Erfahrung lehrt bei Objektiven mit relativ großen sphärischen Zonenfehlern, daß der ausrechenbare Zerstreuungskreis, der dieser sphärischen Aberration entspricht, keineswegs die Auflösungskraft des Objektivs bestimmt. Diese ist wesentlich größer. Die Ursache liegt in der radialen Schwärzungsverteilung innerhalb des Zerstreuungskreises. Ist ein sehr heller Kern vorhanden, umgeben von einem wesentlich schwächeren Hof, so ist die Verschlechterung der Auflösung relativ gering. Der Zerstreuungskreis wirkt also nur im Verhältnis zum Kern bildverschlechternd.

Man könnte versucht sein, die Bildverschlechterung in Beziehung zu der durch das zerstreute Licht erzeugten Schwärzungsfläche zu setzen. Die Bildverschlechterung wäre dann unabhängig von der Fläche des Zerstreuungskreises vom Radius ϱ.

Das ist sicher falsch. Wir haben nun einmal zwei Größen, die die Störerscheinung genau zu definieren gestatten: ε der Anteil des störenden Lichts, α der Winkel, der die Größe der Störung bedingt.

Aber auch dies genügt nicht, denn es muß die Gradation der photographischen Platte berücksichtigt werden, die, je steiler sie ist, einen um so größeren Schwärzungsunterschied zwi-

schen der Kernschwärzung und der Störschwärzung erzeugt. Die Bildverschlechterung ist also umgekehrt proportional der Gradation γ.

Die Empfindlichkeit der Platte spielt keine wesentliche Rolle, da sie sowohl der Kernschwärzung als auch der Störschwärzung zugutekommt. Spielt sich der Vorgang in der Nähe der Reizschwelle ab, so wird das Ergebnis doch wieder eine Frage der Gradation.

Wir kommen aus obigen Gedankengängen zu dem Schlusse, daß im gestörten Bild das kleinste abbildende Element nicht mehr das ideale Beugungsscheibchen vom Durchmesser δo ist, sondern ein Scheibchen vom Durchmesser δ', der nicht identisch ist mit dem Durchmesser 2ϱ des Zerstreuungskreises. Die mathematische Entwicklung dieses Gedankenganges führt zu einer Leistungsdefinition des Instruments in Verbindung mit einer Platte von bestimmter Gradation oder Steilheit γ. Als ungestörte Leistung Lo des Instruments bezeichnen wir das Verhältnis der Bildfläche eines Objektes (Planet) vom scheinbaren Durchmesser β'' zu jener des Beugungsscheibchens. Dann ist die gestörte Leistung L' gleich dem Verhältnis der Bildfläche des Objektes in der Brennebene zu jenem gestörten Bildelement vom Durchmesser δ'.

Es ergibt sich:

$$L' = \left(\frac{\beta \cdot F}{2.44\ m\ \lambda}\right)^2 \frac{1}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{\gamma\,(1-\varepsilon)}\left[\left(\frac{\alpha \cdot D}{2.44\ \lambda}\right)^2 - 1\right]\right)}$$

setzen wir in Bogensekunden $\alpha = \alpha''$, $\beta = \beta''$, $\lambda = 450 \cdot 10^{-6}$ mm so folgt

$$L' = \left(\frac{\beta'' \cdot D}{225}\right)^2 \frac{1}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{\gamma\,(1-\varepsilon)}\left[\left(\frac{\alpha'' D}{225}\right)^2 - 1\right]\right)}$$

Die Formel zeigt zunächst den großen, praktisch von mir bestätigt gefundenen Einfluß der Gradation der Platte auf die Unterdrückung der Störung durch Luftunruhe. Die vom Streulicht verursachte bildverschlechternde Schwärzung wird ja durch γ dividiert. Die Aufnahme von Jupiter mit dem G.R.F. (Abb. 3)

ist mit der Platte der steilsten Gradation ($\gamma = 5.0$)^4, die ich vorgefunden habe, aufgenommen. Die Luft war mittelmäßig.

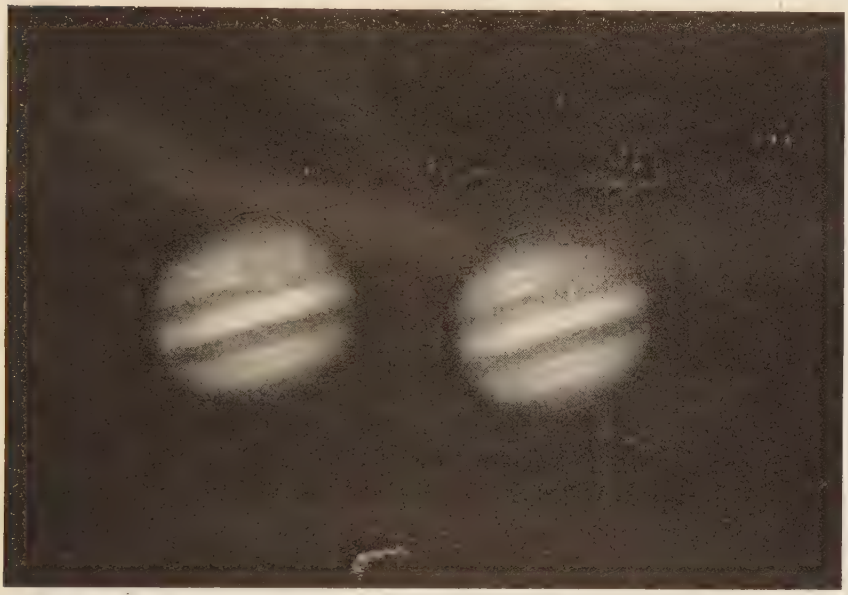


Abb. 3

Eine tabellarische Übersicht zeigt, welche Resultate diese rein theoretische Formel ergibt.

Die praktische Leistung von Instrumenten mit verschiedenen Öffnungen im Verhältnis zur ungestörten (theoretischen Leistung) ist mit Hilfe der Formel berechnet für einen scheinbaren Durchmesser von 22,5″ für den Planeten, $\gamma = 2$; $\gamma = 4$, Luftunruhe $\alpha = 3''$ (mittlere Luft), $\alpha = 6''$ (schlechte Luft).

Die verbleibende Definition des Instruments ist nochmals in Prozenten des linearen Auflösungsvermögens angegeben, da diese Größe uns geläufiger ist.

Longitudinale Definitionsstörung.[5]

$\alpha = 3''$ $\varepsilon = \frac{1}{3}$

Öffnung des Instruments in mm	112.5	225	450	900	1800
$\lambda = 450 \cdot 10^{-6}$ mm: L_0	126	506	2025	8100	32400
$\lambda = 450 \cdot 10^{-6}$ mm: L' ($\gamma = 2$)	96	168	206	220	224
$\lambda = 450 \cdot 10^{-6}$ mm: in %	87	57	32	16	8
$\lambda = 450 \cdot 10^{-6}$ mm: L' ($\gamma = 4$)	109	253	396	426	444
$\lambda = 450 \cdot 10^{-6}$ mm: in %	90	71	44	23	12
$\lambda = 900 \cdot 10^{-6}$ mm: L' ($\gamma = 2$)	31.5	96	168	206	220
$\lambda = 900 \cdot 10^{-6}$ mm: in %	50	43	28	16	8

$\alpha = 6''$ $\varepsilon = \frac{1}{3}$

Instrument Öffnung in mm	112.5	225	450	900	1800
$\lambda =$	126	506	2025	8100	32400
$450 \cdot 10^{-6}$ mm	42	52	56	56	56.5
	57	32	16.6	8.3	4
	63	99	107.5	111	122
	71	42	22	11.8	6.2
$\lambda =$ $900 \cdot 10^{-6}$ mm					

Es zeigt sich, daß die großen Öffnungen bei nicht zu schlechter Luft den kleinen absolut überlegen, relativ weit unterlegen sind. Die absolute Überlegenheit wird nach der Formel in sehr guten Nächten ganz erheblich werden. Bei mittlerer Luft wird aus den großen Instrumenten kaum mehr als 10 %

5. Siehe Fußnote S. 11.

ihrer Definition mit Platten steiler Gradation herauszuholen sein. In der Tat entsprechen die vorzüglichen Mondaufnahmen des Hookerspiegels nur 6 % der theoretischen Definition des Spiegels, und ich vermute, daß überdies bei der Aufnahme die Luft recht gut war.

Die longitudinale Definitionsstörung ist unabhängig von der Belichtungszeit, also der Plattenempfindlichkeit. Im Gegensatz dazu ist die transversale Definitionsstörung ausschließlich von der Belichtungszeit abhängig und wird um so geringer, je kürzer die Belichtungszeit ist.

Da beide Formen der Definitionsstörung, die longitudinale wie die transversale, auftreten werden, ist es Sache der Übung, Erfahrung und Beobachtung, zu erkennen, welche Störung jeweils die stärkere ist. Die longitudinale Störung bekämpft man durch Emulsionen entsprechend steiler Gradation, die transversale durch höhere Empfindlichkeit. Leider widersprechen diese Eigenschaften einander in noch viel ausgeprägterer Weise als Empfindlichkeit und Feinkörnigkeit. Von zwei Platten gleicher Empfindlichkeit wird jedenfalls diejenige mit der steileren Gradation die besseren Ergebnisse zeitigen, wobei nicht vergessen werden darf, daß die Gradation auch eine Sache der Entwicklung ist. Ausgleichs- und Feinkornentwickler sind zu vermeiden. Zu kurze Entwicklung läßt das mögliche Maximum der Gradation nicht erreichen.

Instrumentelle Grundlagen.

a) Optik.

Die Entscheidung ob Refraktor oder Reflektor fiel sowohl aus optischen wie aus wirtschaftlichen Gründen zugunsten des Spiegels aus.[6] Da die Natur der Aufgabe die Anwendung von Brennweiten nicht unter 5 m erfordert, kamen nur drei Konstruktionen in Betracht.

1. Cassegrain-Typus
2. Horizontalspiegel (B. Schmidt)

6. Die aus optischen Gründen vorhandene Abhängigkeit des Störwinkels vom Brechungsindex und somit von λ ist hier nicht berücksichtigt.

3. Newton-Typus mit einem die Brennweite verlängernden negativen Achromaten (Barlowlinse).

1. Cassegrain-Typus. Die Herstellung des Fangspiegels mit elliptischer Fläche bietet nicht unerhebliche Schwierigkeiten, weit schwieriger ist aber das genaue Zentrieren dieser Optik, da hierbei nicht nur ein vorgeschriebener Scheitelabstand beider Spiegel eingehalten werden muß, sondern auch zwei Achsenfehler der Spiegelstellungen vermieden werden müssen:

1. die Achsen sind windschief,

2. die Achsen sind parallel, haben aber einen erheblichen Abstand voneinander.

Der Fall, daß die Achsen sich unter einem geringen Neigungswinkel schneiden, kann als Sonderfall zu 1 betrachtet werden. Die Kontrolle dieser Fehler ist nicht leicht und muß nach jeder Neuversilberung der Spiegel von neuem vorgenommen werden. Beim Cassegraintypus müssen Blenden eingebaut werden, die das Auffallen direkten Lichtes auf die Platte verhüten. Wegen aller dieser Nachteile wurde vom Cassegraintypus abgesehen, da er zudem alle Unbequemlichkeiten der Refraktormontierung mit sich bringt und der Einblick am Hinterende liegt.

2. Der Horizontalspiegel. Bei dieser von Schmidt hergestellten und von ihm mit großem Erfolge angewendeten Spiegelart wird das Licht des Planeten über einen um die Weltachsenrichtung drehbaren Planspiegel auf einen Hohlspiegel von sehr großer Brennweite (15 Meter und mehr) und horizontaler optischer Achse geworfen, der den Planeten im verdunkelten Beobachtungsraum auf der Platte abbildet. Die Drehung des Planspiegels erfolgt mit Hilfe einer sinnreich erdachten Wasseruhr, deren sehr gleichmäßig sinkender Schwimmer die Spiegelachse dreht. Der Wasserantrieb erfordert im Winter eine Erwärmungsanlage und ist nicht ganz einfach zu behandeln. Der lange horizontale Weg der abbildenden Büschel über der Erde setzt sie in hohem Maße den lokalen Luftschlieren aus besonders in der Nähe geheizter Gebäudeteile oder solcher, die tagsüber der Sonnenstrahlung ausgesetzt sind. Aus all diesen Gründen wurde von der Anwendung des Horizontalspiegels abgesehen.

3. Newtonteleskop mit Barlowlinse. Die vollkommene Achromasie des Spiegelteleskops erscheint durch Einbau einer Linsenoptik gefährdet. Die bei Anwendung von Barlowlinsen auftretenden Mißerfolge dürften aber einfach darauf zurückzuführen sein, daß man die üblichen, für Refraktorlinsen berechneten negativen Achromate angewendet hat, anstatt einen solchen unter der Voraussetzung der primären Abbildung durch einen Parabolspiegel besonders zu berechnen.

Die Durchrechnung solcher Systeme, sowohl paraxial als auch trigonometrisch für Rand- und Komastrahlen ergab die Möglichkeit, geeignete, negative Achromate zu konstruieren, die in Bezug auf sphärische und chromatische Korrektion sowie Korrektion der Koma eine Abbildungsgüte ergeben, die jener eines Spiegles gleicher aequivalenter Brennweite praktisch in keiner Weise nachsteht.

Die Daten des für vorliegende Arbeit zuletzt verwendeten negativen Achromaten sind folgende:

$r_1 + 571.3 \quad r_{2/3} - 40.67 \quad r_4 + 35.00 \quad d_1\ 5.0\,, \quad d_2\ 1.0\,.$

Das System ist verkittet, kehrt die gewölbte Fläche dem einfallenden Lichte zu und besteht aus Schottschem Flintglas F_4 (positives Glied) und Kronglas K_7 (negatives Glied).

Für einen Brennweitenverlängerungsfaktor 2.88 = m ergibt sich für die den Fraunhofer'schen Linien C, D, F und G entsprechenden Wellenlängen folgender achromatischer Korrektionszustand:

Schnittweiten in mm:

C 178.229, D 178.460, F 178.464, G 177.98.

Da dem Brennweitenverlängerungsfaktor 2.88 eine Äquivalentbrennweite von 4871.4 mm entspricht (ein Hohlspiegel hat die Brennweite f = 1691.5, der andere f = 1652.5 mm) so sind die chromatischen Restfehler verschwindend gering.

Die Korrektion der Koma geht aus den Durchtrittshöhen h eines parallelen, unter 16′ zur optischen Achse geneigten Strahlenbündels mit der Abbildungsebene im parachsialen Schnittpunkt hervor. Die Höhen (in mm) für fünf verschiedene Strahlen des Büschels sind 23.585, 23.570, 23.569, 23.446, 23.478 Mittel:23.53, größte Abweichung vom Mittel 0.09 mm.

Diese relativ große Achsenneigung der seitlichen Büschel wird zwar nur bei Abbildung des Mondes erreicht, spielt aber hier eine Rolle, da sich bei der Planetenaufnahme 20 bis 30 Einzelbilder auf ein Feld von etwa 40 mm Durchmesser verteilen, die Güte der außerachsialen Abbildung innerhalb dieses Kreises also bedeutsam ist.

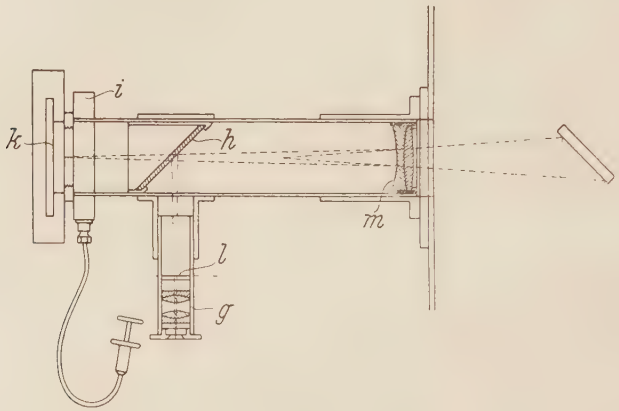


Abb. 4

Die sphärische Abweichung ist so gering, (0.627 mm), daß sie bei dem resultierenden Öffnungsverhältnis (1: 26.47) keine Rolle spielt. Die relativ große Verzeichnung (+ 3.3 %) ist bei Objekten von so geringer scheinbarer Ausdehnung wie die Planeten belanglos, muß aber natürlich bei topographischer Auswertung von Mondaufnahmen berücksichtigt werden.

Da das „Blindaufnehmen" mit dem Sucherfernrohr als einzige Kontrolle den Erfolg dem Zufall ausliefert, habe ich bei allen meinen Aufnahmen ein Überwachungsokular benutzt, dessen Anordnung nebenstehend abgebildet ist (Abb. 4). Das vom Fangspiegel a reflektierte Büschel durchtritt die Barlowlinse b. Anstatt in der ursprünglichen Brennebene c entsteht das vergrößerte Bild in der neuen Brennebene d auf der Platte. Eine unversilberte Planplatte mit einwandfreien Flächen steht unter 45° geneigt im Strahlengang und wirft zwei Reflexbilder in die Ebene f des Okulars g. Bei Planetenaufnahmen liegen auch

bei nur 2 mm starker Glasplatte e die Bilder im Kontrollokular genügend auseinander, um ihre Güte genau beurteilen zu können.

Die Verwendung einer unter 45° geneigten planparallelen Platte im konvergenten Strahlengang der Abbildung, muß optische Fehler zur Folge haben, deren Größe mithin durch trigonometrische Durchrechnung ermittelt werden mußte, um ein Urteil über die Zulässigkeit der Platte zu erhalten.

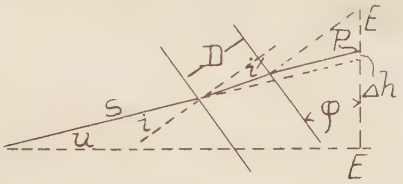


Abb. 5

Die Störung macht sich bemerkbar in einer Verlagerung des Durchstoßungspunktes P des Strahles S mit der Abbildungsebene EE. Die Höhe h wird um den Betrag $\triangle h =$

$$\frac{D}{\cos i'} \frac{\sin (i - i')}{\cos u}$$

geändert. Das Vorzeichen von h ist vom Vorzeichen des Plattenwinkels abhängig. Im Falle der Abb. 5 ist $\triangle h$ positiv. Die Formel zeigt, daß $\triangle h$ von der Dicke D der Platte, vom Brechungsindex n und vom Plattenwinkel φ ($i = \varphi - u$) abhängt. Für den hier wichtigen Fall $\varphi = 45°$ ergibt sich folgende tabellarische Übersicht der $\triangle h$ - Werte für die Dicke D = 1 und Kronglas mit den Brechungsindices $n_C = 1.52034$; $n_F = 1.52930$.

Werte für $\triangle h$.

n(Grade)	+10	+7	+5	+2	±0	−2	−5	−7
n_C	0.2435	0.2876	0.2864	0.3151	0.3356	0.3573	0.3925	0.4180
n_F	0.2459	0.2890	0.2897	0.3178	0.3383	0.3602	0.3955	0.4210

Die wirksame Störung ist die Differenz der $\triangle h$ - Werte bei einem konvergenten Abbildungsbüschel vom Öffnungswinkel α,

dessen Mittelstrahl um den Winkel β gegen die optische Achse geneigt ist. Da dieser Winkel β, wie wir oben sahen, bei einem Bildkreis von 40 mm noch unter $^1/_2$ Grad bleibt, genügt es, die Abbildungsstörung für $\beta = 0$ zu betrachten, wobei u die beiden äußersten Werte $+\frac{\alpha}{2}$ und $-\frac{\alpha}{2}$ annimmt. Bei einem Spiegelteleskop von 1 : 10 Öffnungsverhältnis ist α etwa 6", wir haben also die Differenz $\triangle\triangle h$ für das Intervall $u = +3"$ bis $u = -3"$ zu bilden und erhalten $\triangle\triangle h\ (\alpha = 6") = 0.0635 \cdot D$ und bei Anwendung der Barlowlinse, die das Öffnungsverhältnis auf 1 : 28.8 herabsetzt, $\triangle\triangle h = 0.022 \cdot D$.

Die Störung wirkt sich auch hier im zentralen Teil als komaartige Deformation aus, die im Hinblick auf die bei Planetenaufnahmen mit feinstkörnigen Platten erforderliche Abbildungsschärfe nicht unbeachtlich ist und es ratsam macht, die Plattendicke nicht größer zu machen als 1 mm. Die verwendete Platte hatte diese Stärke.

Eine geneigte Platte hat außerdem einen Einfluß auf den Astigmatismus des optischen Systems und kann ihn je nach den Büschelneigungen verschlechtern oder sogar verbessern. Da die Büschelneigungen im vorliegenden Falle gering sind, genügt es auch hier, sich auf Betrachtung des zentralen Büschels zu beschränken. Die geneigte Platte hat also zur Folge, daß auch im zentralen Teil des Bildes eine astigmatische Schnittweitendifferenz auftritt.

Diese astigmatische Differenz läßt sich nach der allgemeinen Formel berechnen, die den Astigmatismus eines homozentrischen Büschels ($t_1 = s_1$) beim Durchtritt durch ein Prisma angibt, wenn wir den brechenden Winkel gleich Null setzen.

Die Formel[7] lautet:

$$t'_2 - s'_2 = t_1 \left(\frac{\cos^2 i'_1 \cos^2 i'_2}{\cos^2 i_1 \cos^2 i_2} - 1 \right) - \frac{D'}{n} \left(\frac{\cos^2 i'_2}{\cos^2 i_2} - 1 \right)$$

Bei einer Planplatte wird $i_2 = i'_1$; $i'_2 = i_1$. D' ist die „schiefe" Dicke, also der Lichtweg in der Platte $D' = \frac{D}{\cos i'_1}$

7. M. von Rohr, Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten, S. 433 (Abb. durch Prismen).

Es ergibt sich also für die Planplatte

$$t'_2 - s'_2 = -\frac{D'}{n}\left(\frac{\cos^2 i'_2}{\cos^2 i_2} - 1\right)$$

Für $i_1 = 45^0$ erhalten wir für zwei verschiedene Gläser $n_D = 1.52930$ (Tafelglas) $n_D = 1.65000$ (Schwerstkron) für die astigmatische Differenz $0.2684 \cdot D$ bzw. $0.2599 \cdot D$. Diese Differenz ist nicht unbeträchtlich und legt es nahe, mit der Dicke der Spiegelplatte unterhalb 1 mm zu bleiben. Obwohl des öfteren die Jupitertrabanten durch die geneigte Glasplatte hindurch visuell beobachtet wurden, war dieser Astigmatismus nicht zu erkennen. Dies dürfte darauf zurückzuführen sein, daß der theoretisch errechenbare Zerstreuungskreis der astigmatischen Differenz bei 5 Meter Brennweite von der Größenordnung des Beugungsscheibchens ist.

Der Lichtverlust durch die Planplatte ist praktisch ohne Bedeutung. Die Bilder im Kontrollokular sind überraschend hell und lassen auf Jupiter noch ohne Anstrengung auch die feinsten Streifen erkennen. Trabantenschatten sind ohne weiteres erkennbar. Bei Saturn genügt die Helligkeit, um die hauptsächlichsten Lichtabstufungen des Ringes zu erkennen, bei Mars sind alle kontrastreicheren Einzelheiten zu sehen.

Dieses Überwachungsokular gestattet es, während der ganzen Aufnahme nicht nur den Zustand des Bildes zu übersehen, sondern auch etwaige Nachführungsfehler sofort zu erkennen, ebenso schädliche Vibrationen des Rohres, die aus einer weiter unten zu erwähnenden sehr merkwürdigen Ursache auftreten können. Bei f ist in der Gesichtsebene des Okulares ein mit Tusche auf Glas gezeichnetes, kräftiges Quadratgitter von 2 mm Linienabstand angebracht, das 36 Felder besitzt. Der Planet wird bei der Aufnahme in einer bestimmten Reihen- und Zeilenfolge in die Quadrate eingestellt und aufgenommen, so daß die Planetenbilder auf der Platte in einer Anordnung stehen, die eindeutig die zeitliche Aufeinanderfolge ergibt. Die Linien müssen kräftig sein, da man sie auch ohne Feldbeleuchtung gegen den relativ sehr dunklen Himmelsuntergrund erkennen können muß. Der ganze Ansatz mit Okular muß um seine optische Achse drehbar sein, damit ein bequemer Einblick bei verschie-

denen Lagen des Rohres erreicht werden kann. Bei Verwendung nur violettempfindlicher Platten kann eine orangefarbige schwache Feldbeleuchtung verwendet werden, die das Arbeiten am Kontrollokular wohl aus physiologischen Gründen erleichtert. Es wurde ein orthoskopisches Okular von 25 mm Brennweite verwendet. Ratsamer ist es, ein Ramsdenokular mit kurzem Abstand der Austrittspupille zu gebrauchen, da bei größerem Abstand der Einblick nicht immer gleich von der Augenpupille erfaßt wird und man häufig glaubt, den Planeten nicht im Gesichtsfeld zu haben.

Die Scharfeinstellung bei so großen Brennweiten kann mit sehr großer Genauigkeit nach den mir von Dr. Kreusler vorgeschlagenen Foucault'schen Messerschneiden-Verfahren bewerkstelligt werden, bei dem die Mattscheibe mit ihren Fehlerquellen ausgeschaltet wird. Eine klare Glasscheibe vom Format der benutzten Platte wird auf einer Seite mit einem etwa 1 cm breiten Stanniolstreifen vorsichtig mit einem Minimum von Klebemittel beklebt. Die eine, durch die Plattenmitte gehende Seite des Streifens wird mit einer Rasierklinge gerade geschnitten. Diese Glasplatte wird so in die Kassette gelegt, daß der Stanniolstreifen der Schichtseite entspricht. Durch Anschneiden des Strahlenbüschels eines eingestellten Fixsterns, während man ohne Okular, das Auge dicht an der Glasplatte, an der Stanniolschneide vorbei nach dem Hohlspiegel blickt, läßt sich die richtige Einstellung als diejenige auffinden, bei der die Erhellung des Hohlspiegels beim Strahlenanschnitt momentan verschwindet. In allen Stellungen vor oder hinter der Brennebene sieht man den Schatten der Schneide von der einen oder der anderen Seite hereinkommen. Die Methode ist nach meinen Erfahrungen die weitaus beste und empfindlichste.

Die Aufnahmen wurden alle auf Platten vom Format 4.5 × 6.0 cm hergestellt. Die verwendeten Metalldoppelkassetten wurden auf etwaige Einstellebenendifferenzen untersucht. Es waren keine vorhanden. Zu Filteraufnahmen wurden zuerst Gelatinefilter benutzt, die in die Kassetten eingelegt wurden. Da dies Verfahren Nachteile besitzt, (Beschädigung der Folien), wurde ein Filterschlitten mit Glasfiltern konstruiert, bei dem ein bei jedem Filter im Schlitten angebrachtes typisches Muster von

kleinen Durchbohrungen mit Hilfe einer kleinen Lampe auf die Platte aufkopiert werden kann, so daß Irrtümer über die Natur des zu jeder Aufnahmegruppe verwendeten Filters ausgeschlossen sind. Ein Compurverschluß auf B eingestellt, diente zur Belichtung. Die Belichtungszeit wurde durch Zählen der Schläge eines leisen, mit dem Antriebswerk verbundenen akustischen Signals von 0.6 sec Intervall eingehalten.

Bei Benutzung der Glasfilter von 1 mm Dicke zeigte es sich, daß die Anbringung einer Klarglasscheibe im Filterschlitten zum Einstellungsausgleich praktisch überflüssig ist. Es kann ohne Filter eingestellt werden, die Bildebenenverlagerung um ⅓ der Filterdicke spielt bei einem Öffnungsverhältnis von der Größenordnung 1 : 30 keine Rolle.

Das Überwachungsokular verriet die Existenz sehr kleiner außerordentlich störender, ungedämpfter Schwingungen des Rohres, deren Ursache in der Verwendung von Wechselstrom zum Antrieb des Nachführungswerkes ermittelt wurde. Die kapacitativen Aufladungen des Rohres bringen dieses bei vorhandener Resonanz in Schwingung. Durch Erden wird das Übel beseitigt.

b) Mechanik.

Aufstellung. Die Optik ist in einem Rohrtubus eingebaut, obwohl im Hinblick auf die verhängnisvolle Wirkung lokaler Störungen verschieden temperierter Luft ein Gittertubus empfehlenswerter ist. Die Beseitigung dieser lokalen „Luftunruhe" ist eines der wichtigsten Probleme der Planetenphotographie und ich kann auf Grund der hier bearbeiteten Erfahrungen für zukünftige Arbeiten das Ergebnis wie folgt zusammenfassen:

Die Aufstellung des Instruments in Kuppeln aus Material mit langsamem Wärmeausgleich, die überdies mit geheizten Baulichkeiten in Verbindung stehen oder sich über der Südwand (auf der Südhalbkugel Nordwand) von Gebäuden befinden ist sehr unvorteilhaft. Die Aufstellung des Instruments auf entsprechend umgebauten Dächern, selbst bei der Möglichkeit, das Instrument vollkommen freizumachen, schützt nicht vor dem empfindlich störenden Strom wärmerer Luft, der sowohl im

Sommer wie im Winter aus dem Gebäude über das Instrument hinweg ins Freie fließt.

Die beste Aufstellung wäre die, das Instrument auf eine etwa 4 bis 5 Meter hohe Eisenbetonsäule im freien Gelände fern von allen Gebäuden (Mindestabstand 6 m) aufzusetzen und mit einer vollkommen zurückklappbaren Einkapselung als Wetterschutz zu versehen. Eine drehbare Wand muß als einstellbarer Windschutz vorgesehen sein, sonst verliert man die klaren Nächte mit böigen Winden.

Antriebswerk. Die Kürze der Belichtungszeit bei Planetenaufnahmen (10—20 Sekunden im Durchschnitt) kann zu der Ansicht verleiten, daß eine besonders große Genauigkeit hier nicht erforderlich ist. Dies ist irrig. Es muß die Forderung gestellt werden, daß der verbleibende Nachführungsfehler photographisch unnachweisbar klein sein soll. Dies kann im vorliegenden Fall als erreicht angesehen werden, wenn der Fehler 0.2″ beträgt. Zehn Zeitsekunden Belichtung bedeuten eine Nachführung von 150″, 0.2″ sind dieses Betrages. Ein gutes Uhrwerk oder ein Wechselstromsynchronmotor besitzen diese Ganggenauigkeit (4.8 Sekunden Differenz pro Stunde), aber es zeigt sich, daß der Nachführungsfehler auch bei absolut genau gehendem Antriebenmotor durch Perioden der Schneckenradschraube auftreten. Bei einer Umdrehungszeit von 10 Minuten, Halbperiode 5 Minuten = 4500″ genügt also bereits ein Gangfehler von ± 6″, um an den Stellen maximaler Gangstörung die obige Forderung illusorisch zu machen. Die Herstellung von Schneckenradgetrieben mit kleineren Gangfehlern als diesen ist aber außerordentlich schwierig.

Es wurden folgende Antriebsarten untersucht:

1. Uhrwerk,
2. Asynchronmotor mit nicht selbsttätiger Regulierung,
3. Synchronmotor mit unveränderlichem Untersetzungsgetriebe,
4. Synchronmotor mit stetig veränderlicher Untersetzung,
5. Asynchronmotor mit eingebautem Fliehkraftregler und nicht selbsttätiger zusätzlicher Feinregulierung.

Das zuerst benutzte Uhrwerk erwies sich als unzulänglich und wurde durch einen Asynchron-Wechselstrommotor ersetzt,

der mit Hilfe einer fein einstellbaren Stirnbremsung auf der Achse reguliert wurde. Die Anordnung ist von äußeren Faktoren abhängig und erfordert im Laufe einer Nacht mehrfache Nachregulierung.

Der außerordentlich gleichmäßige Gang der Synchronmotore im Bezirk von Groß-Berlin legte den Gedanken nahe, diese als Antriebsmittel zu verwenden. Das erforderliche Untersetzungsgetriebe läßt sich in bekannter Weise durch Anwendung von Kettenbrüchen mit einer Genauigkeit berechnen, die den vorliegenden Anforderungen vollkommen genügen würde. Es zeigte sich aber, daß diese genau laufenden Motore alle Exzentrizitätsfehler des Übertragungsmechanismus zum Vorschein brachten und, da sie ja nicht regulierbar sind, keine Abhilfe ermöglichen. Die etwa umständliche Einfügung eines Zwischengetriebes, das bei Verwendung von Synchronmotoren notwendig wird, läßt sich vermeiden durch Verwendung einer Aluminiumscheibe, auf der ein fein und regelmäßig geriffelter, also zahnradartiger, kleiner Stahlzylinder von 10 mm Durchmesser abrollt. Die Achse des Stahlrädchens steht senkrecht zur Achse der Scheibe und läßt sich mit Hilfe einer Mikrometerschraube in ihrer Längsrichtung verschieben, so daß der Abstand des Stahlrädchens vom Mittelpunkt der Scheibe und damit auch das Übersetzungsverhältnis geändert wird. Das Stahlrädchen wird direkt mit dem Synchronmotor gekuppelt, macht also 100 Umdrehungen in der Minute. Die Untersetzung auf der Scheibe wird etwa 1 : 14 gewählt. Es zeigt sich, daß mit Hilfe der Mikrometerschraube die beispielsweise zwischen 1 : 13 und 1 : 14 liegende tatsächlich erforderliche Untersetzung genau einreguliert werden kann. Das Stahlrädchen drückt eine „mittlere" Riffelungsspur in das weichere Aluminium, die eine periodenfreie Untersetzung ergibt. Die Abnutzung der Aluminiumscheibe ist sehr gering und auch ohne Einfluß auf das Untersetzungsverhältnis, das lediglich vom Achsenabstand des Stahlrädchens abhängt.

Diese Anordnung enthebt uns der Mühe, durch meist komplizierte Zahnradübersetzung die erforderliche Vermittlung zwischen der Stundenschnecke des Teleskops und dem Synchronmotor herzustellen. Es können einfache rationale Untersetzungs-

getriebe gebraucht werden, während der verbleibende irrationale Rest in das regulierbare Getriebe nach obiger Konstruktion verlegt wird. Um einseitige Beanspruchung der Scheibe zu verhindern, wird die Achse des Stahlrädchens über die ganze Aluminiumscheibe diametral hinweggeführt und am gegenüberliegenden Ende mit einem Leerlaufrädchen versehen, das im Verein mit dem geriffelten den Andruck symmetrisch auf zwei gegenüberliegende Scheibenstellen verteilt.

Rektifikation. Die Feinausrichtung des Instruments in Azimut wurde nach einer Methode ausgeführt, die meines Wissens in der Literatur nicht beschrieben ist und keinerlei Drehung des Instruments um eine vertikale Achse erforderlich macht. Solche Feinausrichtung in Azimut erfordert, wenn sie durch Drehung des Instruments bewerkstelligt werden soll, besondere mechanische Teile, die bei meinem Instrument nicht vorhanden waren.

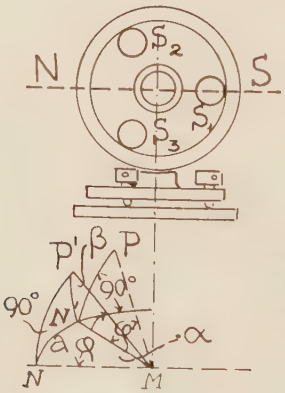


Abb. 6

Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Methode ist das Vorhandensein von drei vertikalen Stellschrauben. Die Grundplatte steht bei grober Ausrichtung so, daß die durch die Schraube S_1 (Abb. 6) gehende Linie den Winkel $S_2S_1S_3$ halbiert. Nachdem in bekannter Weise die Polhöhe rektifiziert ist und die Grobeinstellung in Azimut mit der nach der Bauart möglichen Genauigkeit erfolgt ist, wird der verbleibende Restfehler in Azimut wie folgt beseitigt:

MP sei die Stundenachse des Fernrohres. Ihre Projektion auf die Horizontalebene sei MN', die wahre Nordsüdrichtung sei hingegen MN. Neigen wir nun durch Anziehen der Stellschraube S_2 und Zurückdrehen der Schraube S_3 die Ebene PMN' (in diesem Falle nach Westen) so ist eine Neigung um den Winkel β erforderlich, um eine Azimutänderung vom Betrage α zu erzielen. Da α als sehr klein betrachtet werden kann, machen wir die Annahme, daß bei der Neigung der Ebene PMN' die Seiten PN' und P' N' des sphärischen Dreiecks P' N'P gleich bleiben. Im rechtwinkligen sphärischen Dreieck P'N N' gilt dann: $\text{tg a} = \sin \beta \text{ tg PN}' = \sin \beta \text{ tg } \varphi$

Da tg a = tg α gesetzt werden kann, ist die zur Azimutkorrektion α erforderliche Neigung β bestimmt durch

$$\sin \beta = \frac{\text{tg } \alpha}{\text{tg } \varphi}$$

φ ist die Polhöhe. Diese wird nun durch die vorgenomme Neigung in φ' verwandelt. Es ist leicht abzuleiten, daß $\sin \varphi' = \sin \varphi \cos \beta$ ist. Für die Polhöhe 52° 30′ ist $\sin \beta = 0.763 \text{ tg } \alpha$ oder einfach $\beta = 0.763\, \alpha$. Da der Cosinus von 48′ 40″ gleich 0.99990 ist, so würde selbst bei einer Neigung von dieser Größe die Polhöhe von 52° 30′ auf 52° 29′ 33″ also nur um 27″ verkleinert werden (Rechnung mit siebenstelligen Logarithmen). Die Methode ist also noch unbedenklich anwendbar zu Azimutverbesserungen bis zum Betrage von 0,5°.

Anamorphotische Abbildung der Planeten.

1. Vorzug der anamorphotischen Abbildung.

Für die mikrophotometrische Auswertung ist es vorteilhaft, den Durchmesser des Planeten auf der Aufnahme so groß wie möglich zu erhalten. Bei normalen Abbildungssystemen ist dies nur erreichbar durch entsprechende Vergrößerung der aequivalenten Brennweite, wodurch aber die Belichtungszeiten mit dem Quadrate des Brennweiten-Verlängerungsfaktors wachsen. Eine Verlängerung der Brennweite eines Instruments um das Zehnfache bei gleichbleibender Öffnung verlängert die Belichtungszeit um mindestens das Hundertfache. Das wird in fast

allen Fällen die praktische Verwirklichung dieser Brennweitenverlängerung ausschließen. Läßt sich aber die photometrische Aufgabe dadurch lösen, daß man auf einer Aufnahme nur in einer Richtung abtastet und z. B. nur die äquatoriale Intensitätsverteilung ausmißt, so kann man ein anamorphotisches Zusatzsystem verwenden, das die Brennweite des Instruments nur in einer zur optischen Achse des Systems senkrechten Richtung um den erforderlichen Betrag verlängert, in der zu dieser Richtung wiederum senkrechten unverändert läßt.

Ist die optische Achse die x-Achse eines rechtwinkligen Coordinatensystems, so würde also die Brennweite beispielsweise in der Richtung der y-Achse unverändert bleiben, in Richtung der z-Achse um das m-fache verlängert werden. Eine Kreisscheibe würde also in der Abbildungsebene nicht mehr als Kreis sondern als Ellipse vom Achsenverhältnis 1 : m abgebildet werden. Da die Fläche dieser Ellipse das m-fache der Fläche des Kreises mit dem Radius 1 ist, so wächst die Belichtungszeit bei solcher anamorphotischen Abbildung nur linear mit dem **Brennweitenverlängerungsfaktor.**

Die anamorphotische Abbildung gibt uns die Möglichkeit, den Abbildungsmaßstab in einer Richtung um einen Betrag zu vergrößern, der bei normaler Abbildung zu untragbaren Belichtungszeiten führen würde. Man fertigt bei anamorphotischer Abbildung mehrere Aufnahmeserien mit verschiedenem Positionswinkel der „Verzerrungs"-richtung an und kann auf diese Weise durch eine größere Anzahl von Aufnahmen ganz das Gleiche erreichen, wie bei normaler Abbildung mit dem Vorzug, daß die Belichtungszeit nur linear mit der Vergrößerung des **Abbildungsmaßstabes wächst.**

2. Theorie der anamorphotischen Abbildung.

Wir nehmen die optische Achse des Teleskops als x-Achse und benutzen zur anamorphotischen Abbildung ein aus zwei Gliedern L_1 und L_2 (Abb. 7) bestehendes Cylinderlinsensystem, dessen Wirkungsebene die xy-Ebene ist, während es in der xz-Ebene wirkungslos ist. Zur Vereinfachung der Formeln rechnen wir mit unendlich dünnen Linsen und beschränken uns auf das

parachsiale Strahlengebiet. Wir ermitteln auf diese Weise in erster Annäherung Brennweiten und Abstände des Zylindersystems. Diese Werte bilden die Grundlage der trigonometri-

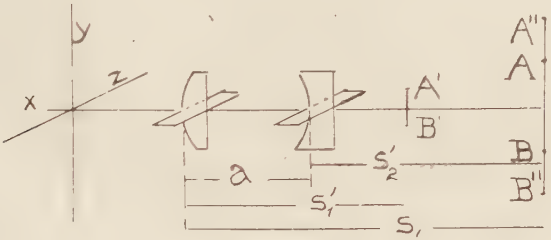


Abb. 7

schen Durchrechnung mit Linsen endlicher Dicke unter Berücksichtigung von Büscheln endlicher Öffnung. Es bietet alsdann dem geübten optischen Rechner keine Schwierigkeiten, durch geeignete Wahl der Gläser, Dicken und Abstände, die Abbildungsfehler auf das erforderliche Minimum herabzudrücken. Von der Verwendung verkitteter Cylinderlinsen ist allerdings abzuraten, da sie sich nicht entfernt mit jener Präzision herstellen lassen, die bei sphärischen Flächen erreichbar ist.

Es sei A B die Ausdehnung des primären Bildes in der y-Richtung. Mit Hilfe der sammelnden Cylinderlinse L_1 von der Brennweite f_1 und dem Abstande s_1 von $A B_1$ bilden wir A B verkleinert als A′ B′ im Abstande s_1' ab. Mit Hilfe der negativen Cylinderlinse L_2 von der Brennweite f_2 wird A B vergrößert als A″ B″ abgebildet, wobei die Hauptbedingung zu erfüllen ist, daß A″ B″ am gleichen Orte liegt wie A B.

Wir haben:

$$s_1' = \frac{s_1 f_1}{s_1 + f_1} \cdots\cdots (1) \qquad s_2 = s_1' - a \cdots\cdots (2)$$

$$s_2' = \frac{s_2 f_2}{f_2 - s_2} \cdots\cdots (3) \qquad s_2' + a = s_1 \cdots\cdots (4)$$

(Hauptbedingung)

$$\frac{s_1' \cdot s_2'}{s_1 \cdot s_2} = c \qquad \text{(Vergrößerungsfaktor)} \cdots\cdots (5)$$

Es ergibt sich aus 1, 2, 3, 5

$$f_2 = \frac{c\,(s_1\,f_1 - a\,(s_1 + f_1))}{c\,(s_1 + f_1) - f_1} \quad \ldots\ldots\ (6)$$

und aus 1, 2, 3, 4

$$f_2 = \frac{(s_1 - a)\,(s_1\,f_1 - a\,(s_1 + f_1))}{s_1^{\,2}} \quad \ldots\ldots\ (7)$$

aus 6 und 7

$$f_1 = \frac{c}{c-1}\,s_1\left(\frac{s_1}{s_1 - a} - 1\right) = \frac{c}{c-1}\,s_1\,\frac{a}{s_1 - a} \quad \ldots\ldots\ (8)$$

Gegeben ist der Vergrößerungsfaktor c. Man wählt für die Konstruktion die Größen a und s_1 von praktischen Gesichtspunkten aus, berechnet nach Gleichung 8 f_1 und mit Hilfe dieses Wertes f_2 aus Gleichung 7.

Zur besseren Farbenkorrektion kann die Erfüllung der Bedingung

$$f_2 = \frac{1}{m}\,f_1 \quad \ldots\ldots\ (9)$$

erforderlich sein. Dies ergibt in Gleichung 7 eingesetzt:

$$f_2 = \frac{1}{m}\,f_1 = \frac{(s_1 - a)\,(s_1\,f_1 - a\,(s_1 + f_1))}{s_1^{\,2}}$$

also

$$f_1 = \frac{m \cdot a \cdot s_1\,(s_1 - a)}{m\,(s_1 - a)^2 - s_1^{\,2}} \quad \ldots\ldots\ (10)$$

und dieses muß nach Gleichung 8 =

$$\frac{c}{c-1}\,s_1\,\frac{a}{s_1 - a}$$

sein. Daraus ergibt sich:

$$a = s_1\left(1 - \sqrt{\frac{c}{m}}\right) \quad \ldots\ldots\ (11)$$

Setzen wir diesen Wert von a in Gleichung 8 ein, so erhalten wir

$$f_1 = \frac{c}{c-1}\,s_1\left(\sqrt{\frac{m}{c}} - 1\right) \quad \ldots\ldots\ (12)$$

Aus 11 und 12 erhalten wir ferner

$$a = \frac{c - 1}{\sqrt{c\ m}}\ f_1$$

a muß positiv also $c > 1$ sein, f_1 muß positiv also $c < m$ sein. Es muß also $m > c > 1$ immer erfüllt sein. Dadurch ist Achromasie nur innerhalb enger Grenze von m möglich.

3. Planetenanamorphot.

Zur praktischen Verwirklichung des Gedankens habe ich eine Kombination des anamorphotischen Systems mit einer Barlowlinse durchgerechnet. Die Barlowlinse hatte ich bereits konstruiert und dabei ausschließlich ihre Verwendung bei einem Spiegelteleskop (farbenfehlerfreies primäres Bild) zum Ausgangspunkt der Berechnung gemacht.

Die Daten dieser Barlowlinse sind auf Seite 15 angegeben.

Zunächst habe ich mich für das anamorphotische System mit einem Vergrößerungsfaktor $c = 1.8$ begnügt. In Verbindung mit der Barlowlinse sind also Brennweitenverlängerungen in zueinander senkrechten Richtungen in der Abbildungsebene im Verhältnis $p : 1.8 \times p$ erreichbar (Beispielsweise 5 : 9). Ergibt die Barlowlinse mit einem Verlängerungsfaktor p eine Belichtungszeit von 5 Sekunden, so kann mit einem solchen anamorphotischen System eine 1.8-fache Vergrößerung des Objektes in einer Richtung erzielt werden, wobei die Belichtungszeit nur um das 1.8-fache steigt, während sie bei einer allseitigen Maßstabsänderung um das 1.8-fache 3.24mal länger sein müßte, also 16.2 Sekunden statt 9 Sekunden.

Dieser Planetenanamorphot stellt nur einen ersten Versuch dar. Für höhere Werte von c wird es erforderlich sein, auch die Barlowlinse selbst umzukonstruieren.

Unter den Voraussetzungen $a = 50$, $s_1 = 170$, $c = 1.80$ ergab die praktische Durchrechnung

$a = 51.43$ (Scheitelabstand der Cylinderlinsen), $s_1 = 171.42$,

$c = 1.7956$ für die D-Linie. Die optischen Daten des Anamor-

photen sind: Positive Linse:

$r_1 = +75.00$

$d_1 = 1.83$ aus Schottschem Borosilikatkron BK_1

$r_2 = \infty$

Negative Linse:

$r_3 = -25.61$

$d_2 = 2.75$ aus Schottschem Schwerflint SF_1

$r_4 = \infty$

Die Schnittweiten s'_2 ergeben sich dann:

$s'_C = 101.433$; $s'_D = 101.480$; $s'_F = 101.442$; $s'_G = 101.870$

Das ganze System (einschließlich Barlowlinse) ist für einen Spiegel von 1690 mm Brennweite und 210 mm Öffnung berechnet, bei einem Verlängerungsfaktor p der Barlowlinse = 3.0. Die Brennweiten in den zwei Kardinalrichtungen der Abbildungsebene sind also

$$= 3 \times 1690 = 5070 \text{ mm.}$$

$$= 5070 \times 1.8 = 9126 \text{ mm.}$$

Im Hinblick auf diese sehr großen Brennweiten darf die Achromasie (0.44 mm Abweichung für C - G) als vollkommen angesehen werden. Eine besondere sphärische Korrektion des Anamorphoten wurde nicht vorgenommen, da das geringe Öffnungsverhältnis (ca. 1 : 43.6) und die geringe Ausdehnung des Objekts die sphärischen Fehler des Anamorphoten praktisch nicht ins Gewicht fallen läßt. Der Faktor m errechnet sich bei diesem System zu $m = \frac{f_1}{f_2} = 4.118$.[8]

Photographische Grundlagen.

Die Photographie der Planeten stellt besondere Anforderungen an das Plattenmaterial, wobei Eigenschaften erwünscht sind, die sich leider zum Teil nicht vereinigen lassen. Bei der Kleinheit der Objekte und der Notwendigkeit, feine Einzelheiten

8. Ein auch sphärisch korrigierter Anamorphot für größeres Gesichtsfeld ist von W. F. Bielicke, (Astro Gesellschaft, Berlin), berechnet worden.

wiederzugeben, kann die Anwendung langer Brennweiten nur beschränkte Hilfe leisten, denn einerseits werden die relativen Öffnungen bei mittleren Instrumenten zu klein andererseits die Anforderung an stabile Aufstellung außerordentlich hoch. Es muß also die photographische Emulsion selbst schon ein hohes photometrisches und geometrisches Auflösungsvermögen besitzen, wobei unter photometrischem Auflösungsvermögen die Wiedergabefähigkeit für Helligkeitsstufen, unter geometrischem Auflösungsvermögen eine Funktion der reziproken Körnigkeit verstanden sein soll. Neben diesem hohen Auflösungsvermögen in zweifacher Hinsicht soll auch die Empfindlichkeit nicht zu gering sein, da sonst die erforderliche Verlängerung der Belichtungszeit den Einfluß der Luftunruhe so verstärkt, daß der Gewinn an Auflösungsvermögen durch geringer empfindliche Emulsionen völlig aufgehoben wird.

Das photometrische Auflösungsvermögen spielt bei Jupiter eine besondere Rolle, da auf diesem Planeten auch die maximalen Helligkeitsunterschiede der Objekte sehr gering sind und eine Steigerung der Kontraste auf der photographischen Aufnahme die Skala der Schwärzungen für gleiches Helligkeitsintervall zum Vorteile der photometrischen Auswertung vergrößert. Die photometrische Wiedergabefähigkeit einer Emulsion ist prinzipiell identisch mit der Gradation, und es ist steile Gradation mit großer Empfindlichkeit nicht zu vereinbaren. Die hochempfindlichen Emulsionen haben wesentlich flachere Gradationen als die weniger empfindlichen.

Das geometrische Auflösungsvermögen, also die Wiedergabefähigkeit für Einzelheiten, bei denen der Helligkeitskontrast keine Rolle spielt (Schwarz-weiß-Kontrast) hängt von der Kornigkeit der Emulsion ab. Beim Korn einer Emulsion muß prinzipiell unterschieden werden zwischen dem Korn, das bei der Zubereitung der Emulsion entsteht und bei einer hochempfindlichen Platte auch nur eine Größe von 2 bis 4 μ besitzt, und jenem Korn, das ein Produkt der Belichtung und Entwicklung ist. Dieses Korn ist ein Aggregat und seine Größe, im Falle obiger Platte ca. 40 μ, bestimmt die geometrische Auflösungskraft der Emulsion. Das Entstehen dieses weit größeren Aggregates hat verschiedene Ursachen: Diffusion des Lichtes im trü-

ben Medium der Emulsion, Kontakterscheinungen, Nachbareffekte. Eine gegenseitige Beeinflussung der Bromsilberkörner wird um so weniger eintreten, je stärker die Gelatinekonzentration der Emulsion ist. Feinkörnigkeit und Empfindlichkeit wiedersprechen sich. Erst neuerdings gelingt es, relativ feinkörnige Emulsionen hoher Empfindlichkeit herzustellen.

Auf mangelndes photometrisches Auflösungsvermögen ist das fast völlige Versagen hochempfindlicher Emulsionen bei Jupiteraufnahmen zurückzuführen. Die gleiche Emulsion vermag bei Mondaufnahmen an der Lichtgrenze Einzelheiten wiederzugeben, deren scheinbare Größe ein Bruchteil dessen ist, was die Platte bei Jupiteraufnahmen zu leisten vermag.

Es ist versucht worden, das Problem des feinkörnigen Bildes in das Gebiet des Entwicklers zu verlegen. Es sind in dieser Richtung zahllose Untersuchungen gemacht worden. Das allgemeine Ergebnis ist von Prof. Dr. Stenger und Dr. E. Mutter (Photographische Industrie, Jahrgang 1933, S. 913 und 967) dahin zusammengefaßt worden, daß der dem Feinkornentwickler anfangs zugebilligte Wert gesunken ist, und daß man in steigendem Maße zu der Erkenntnis gekommen ist, daß die Feinkörnigkeit des Negativs hauptsächlich von der Emulsion, viel weniger von der Entwicklung abhängt.[9]

Der Entwickler spielt hingegen in photometrischer Hinsicht eine sehr bedeutsame Rolle, wobei es bei dem hier ausschließlich verwendeten Rodinal auf die genaue Einhaltung der Temperatur ankommt. Dies bedeutet nicht so sehr eine Abhängigkeit der Gradation und allgemeinen Dichte und von der Temperatur als vielmehr davon, daß eine Minimaltemperatur nicht unterschritten werden durfte. Es ist ratsam, keinen Entwickler unter 17° zu benutzen. Eine Ausnahme bildet der Brenzkatechinentwickler, der gegen Kälte unempfindlich ist.

Von den verschiedenen Möglichkeiten, das photometrische und geometrische Auflösungsvermögen an Hand von Testobjekten laboratoriumsmäßig festzustellen, wurde kein Gebrauch gemacht, da die Prüfung am Objekt selbst schneller und unmittelbarer zum Ziele führte.

9. Über die Herstellung feinkörniger, höher empfindlicher Emulsionen siehe: Dr.-Ing. Fuchs, Herstellung von Feinkornemulsionen.

Da Planetenaufnahmen für die Zwecke photometrischer Auswertung in verschiedenen abgegrenzten Spektralbezirken vorgenommen werden müssen, tritt eine neue Schwierigkeit hinzu: Die Abhängigkeit der Gradation γ von der Wellenlänge. Dies tritt bereits bei nur blauempfindlichen Platten innerhalb des Intervalls 410—520 $\mu\mu$ deutlich auf. Die Untersuchungen von F. E. Ross (Ap. J. 52 S. 88) ergaben innerhalb dieses Intervalls eine Änderung des Gammavertes von 0.74 bis 1.42. Die bei den vorliegenden Jupiteraufnahmen am meisten verwendete blauempfindliche Platte (Hauff Diapositiv) hat ein ausgesprochenes Empfindlichkeitsmaximum bei ca. 455 $\mu\mu$. Bei normaler Belichtung d. h. einer solchen, bei der noch alle Einzelheiten des Negativs mit zehnfach vergrößernder Lupe vor mäßig hellem Taghimmel erkennbar sind, wird ungefähr das Intervall 435—470 $\mu\mu$ wirksam. Nach den Untersuchungen von Ross schwankt innerhalb dieses Intervalls der Gammawert von 1.07 bis 1.27. Vom Mittelwert 1.17 weichen die beiden Extremwerte nicht unerheblich ab. Bei den Emulsionen, die uns wegen ihrer Feinkörnigkeit bei der Planetenphotographie besonders interessieren, ist die Änderung der Gradation in Abhängigkeit von der Belichtungsintensität von allen Platten am größten. Diese Änderung der Gradation in Abhängigkeit von der Belichtungsintensität ist an sich schon weit größer als jene, die von der Wellenlänge abhängig ist. Bei den feinkörnigen Platten aber erreicht die Gradationsänderung ganz außerordentliche Beträge. So ist beispielsweise bei der Eastman-Diapositivplatte bei Verwendung einer Lichtquelle von 0,0756 HK die Tangente des Neigungswinkels = 2,5 bei Verwendung einer Intensität von 50 HK = 3,4. Die betreffende Literaturstelle ist nicht ganz klar, da die Bedingungen, unter denen der Versuch vorgenommen worden ist, nicht genau angegeben sind, jedenfalls geht aus dem Diagramm hervor, daß bei gleicher Belichtung jedoch bei einem Intensitätsverhältnis von 0,02 zu 1280 dieser ganz außerordentliche Unterschied der Neigung zustande kommt. Die von Buisson und Fabry festgestellten Neigungsänderungen im kurzwelligen Gebiet von 435 $\mu\mu$ bis 253 $\mu\mu$ sind von derselben Größenordnung, nämlich 2,9 bis 0,95.[10] Dieses Gebiet betrifft

10. Siehe G. Eberhard, Photogr. Photochemie, Hd. d. Astrophys. Bd. II, 2, S. 449 u. f.

allerdings noch Wellenlängen, die für die Planetenphotographie nicht in Betracht kommen. Da hier die spektrale Durchlässigkeit der Graukeile schon sehr gering zu werden beginnt, sind sie nicht mehr verwendbar. Ich habe aus diesem Grunde eine weiter unten dargestellte neue Methode ausgearbeitet, um Schwärzungsskalen ohne Keile herzustellen, bei denen auch die Bedingung erfüllt ist, daß alle Teile der Skala gleiche Belichtungszeit haben.

Zu der Abhängigkeit des Gammawertes von der Wellenlänge kommt bei der praktischen Photometrie noch die Differenz der spektralen Energieverteilung innerhalb des photographisch benutzten Intervalls zwischen dem Planetenlicht und dem Lichte der für die Keilkopie benutzten Lampe. Hält man die Belichtungszeit für den Planeten und den Keil gleich, so kann man in erster Annäherung die Differenz der spektralen Energieverteilung außer Acht lassen, wenn innerhalb des benutzten Intervalls der Verlauf der Energieverteilung als linear angesehen werden kann und das Intervall nicht zu groß ist. Diese Voraussetzung ist bei den vorliegenden Aufnahmen als genügend erfüllt anzusehen. Es wurde trotzdem der Einfluß dieser Faktoren theoretisch untersucht.

Nehmen wir an, daß innerhalb des benutzten spektralen Intervalls sowohl die Gradation γ wie die spezifische Strahlung σ lineare Funktionen der Wellenlänge von der Form

$$\gamma = a\lambda + c_1 \quad , \quad \sigma = b\lambda + c_2$$

seien, wobei die Belichtungsintensität di für das Intervall λ bis $\lambda + d\lambda$ $= \sigma\, d\lambda$ ist, so erhalten wir für den geradlinigen Teil der Schwärzungskurve folgende Beziehungen:

$$D = \gamma \frac{1}{M} \ln (i\,t) \qquad \frac{dD}{d\lambda} = \frac{1}{M}\left(\frac{\delta\gamma}{\delta\lambda} \ln (i\,t) + \gamma \frac{\delta \ln (i\,t)}{\delta i} \frac{di}{d\lambda}\right)$$

Die Belichtungszeit t sei eine Konstante. Es ist dann

$$D_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda=\lambda_2} = \frac{1}{M} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left[a \ln \left(\frac{b\lambda^2}{2} + c_2\lambda \right) + (a\lambda + c_1) \frac{(b\lambda + c_2)}{\frac{b\lambda^2}{2} + c_2\lambda} \right] d\lambda$$

Diese für den praktischen Gebrauch zu komplizierte Formel dient hier nur zu folgender Erkenntnis:

Sind zwei Dichten auf Keilkopie und Planetennegativ einander gleich, so erhalten wir eine Gleichung zwischen zwei Ausdrücken der obigen Form, in denen die von der Emulsion abhängigen Konstanten a und c, gleich sind, die von der spektralen Energieverteilung abhängigen Konstanten b und c_2 verschieden sind. Die Folgerung ist, daß beide Integrale nur dann den gleichen Wert liefern können, wenn die Integrationsgrenzen verschieden sind. Diese Verschiedenheit wird darin bestehen, daß die Intervalle $\lambda_2 - \lambda_1$ gegeneinander verschoben sind. Die mit Hilfe der Keilkopie gemessene Helligkeitsverteilung auf dem Planeten entspricht also einer anderen effektiven mittleren Wellenlänge als dem Empfindlichkeitsmaximum der Platte für das Licht des Planeten.

Diese Korrektion, deren Ursache uns die Theorie ermittelte, läßt sich numerisch leichter und unmittelbarer auf praktischem Wege erhalten, indem gleich bei der Aufnahme Vorkehrungen getroffen werden, um außer der Keilkopie sowohl das Planeten-

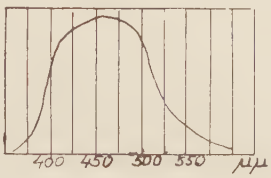


Abb. 8

wie das Vergleichslichtspektrum mit gleicher Belichtungszeit auf die Platte zu bringen. Zu erwägen wäre es, durch ein entsprechendes Filter die Farbtemperatur der Lampe auf die des Sonnenlichtes zu bringen.

Farbenempfindlichkeit und Filter (Coïncidenzfilter).

Photographische Platten haben bekanntlich ausgesprochene spektrale Empfindlichkeitsmaxima. Die gewöhnlichen Platten besitzen ein Maximum im Violett etwa bei 450 $\mu\mu$. Dies kommt

sehr deutlich zum Ausdruck in dem beigefügten spektralen Schwärzungsdiagramm der hier am meisten verwendeten Hauff-Diapositivplatten (Abb. 8). Die orthochromatischen Platten, wie z. B. die Perutz-Silbereosinplatte oder die orthochromatische Platte von Hauff zeigen zwei Maxima. Bei 460 $\mu\mu$ und 560 $\mu\mu$ bzw. 480 $\mu\mu$ und 570 $\mu\mu$. Die panchromatischen Platten zeigen drei Maxima, die Agfa-Panplatte bei 400, 580 und 640 $\mu\mu$. Würden wir bei Aufnahmen Filter vorsetzen, deren spektrales Durchlässigkeitsmaximum mit dem spektralen Empfindlichkeitsmaximum der Platte, bzw. mit einem dieser Maxima übereinstimmt, so würde zu beiden Seiten dieses Maximums die Schwärzungskurve um soviel steiler abfallen, als es sich aus der vereinigten Steilheit beider Kurvenspitzen, jener der Empfindlichkeit und jener der spektralen Durchlässigkeit ergibt. Die Monochromasie der Aufnahme wird auf diese Weise außerordentlich gesteigert, und wenn man die Belichtungszeit so hält, daß das Planetenbild noch eben aus dem Gebiet der Unterbelichtung herauskommt, so wird die spektrale Unreinheit der Aufnahme bis auf ein sehr kleines Intervall verringert, das man auf etwa 26 $\mu\mu$ schätzen darf.

Ein solches Filter, dessen spektrales Durchlässigkeitsmaximum mit dem spektralen Empfindlichkeitsmaximum der Platte zusammenfällt, sei als Koïnzidenzfilter bezeichnet. Am Schlusse wird eine Zusammenstellung solcher Koïnzidenzfilter und der dazugehörigen Platten gegeben werden.

Bei Violettaufnahmen wird sich im allgemeinen ein Koïnzidenzfilter erübrigen, immerhin wird es sich lohnen, nach solchen Blau- und Violettfiltern zu forschen, die ein sehr steiles Maximum der Durchlässigkeit in der Nähe des Empfindlichkeitsmaximums besitzen, um die Monochromasie auch bei längeren Belichtungszeiten möglichst gut zu halten. Bei dieser Gelegenheit sei auf die sehr umfassenden und aufschlußreichen Untersuchungen und Ergebnisse Schmieschecks (Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftschiffahrt Nr. 237) hingewiesen. Es ist Schmiescheck gelungen, die Blauempfindlichkeit von bestimmten Emulsionen außerordentlich zu steigern, und der Empfindlichkeitskurve ein sehr steiles Maximum zu geben.

Einige Koïnzidenzfilter sind die folgenden:

Für Perutz-Silbereosinplatte Schottsches Farbglas O G 1, Lifafilter Nr. 4, Lifafilter Nr. 202 b.

Für Agfa-Pan und Ilford-Panplatte Schottsches Farbglas R G 2, Lifafilter Nr. 202 c.

Für das Gelbmaximum der Panplatten habe ich kein Koïnzidenzfilter finden können. Es scheint hier eine technische Unmöglichkeit vorzuliegen. Ein derartiges Gelbfilter muß nämlich die beiden Nachbarmaxima abdecken, während ein Koïnzidenzfilter für Rot einfach nur alle Wellen, die kürzer sind als eine gegebene, abzudecken braucht. Die längeren braucht das Filter nicht abzudecken, da hier das Maximum der Platte bereits überschritten ist und die Empfindlichkeitskurve steil abfällt, meist so steil, daß kein Filter nachzuhelfen braucht.

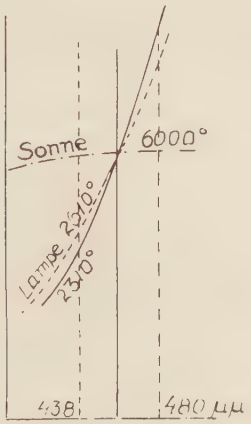


Abb. 9

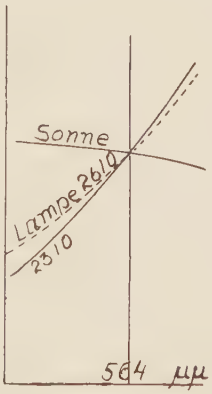


Abb. 10

Elimination der Differenzen der spektralen Energieverteilung.

Das Arbeiten mit Koïnzidenzfiltern gibt uns die Möglichkeit, die erheblichen Differenzen zwischen der spektralen Energieverteilung im Lichte des Planeten und jener im Lichte der zum Aufkopieren des Schwärzungskeils verwendeten Lampe bis auf praktisch geringe Fehlerreste zu eliminieren.

Nehmen wir an, das Empfindlichkeitsmaximum der Platte läge bei 458 $\mu\mu$ und durch die Anwendung eines Koïnzidenzfilters und durch optimale Belichtungszeit wäre die spektrale „Unreinheit" der Aufnahme 25 $\mu\mu$ nach jeder Seite des Empfindlichkeitsmaximums. Wir zeichnen uns nunmehr (Abb. 9) die spektrale Energieverteilung in der Umgebung von 458 $\mu\mu$ für die Sonne (6000°) und die Wolfram-Metallfadenlampe (2310° und 2610°) auf. Die Kurven werden so gelegt, daß die Energie für alle drei Strahler bei 458 $\mu\mu$ die gleiche ist. Graphische Auswertung zeigt, daß das Integral der Energie zwischen den Wellenlängen 438 und 480 $\mu\mu$ bei allen drei Strahlern annähernd gleich ist.

(Sonne : 2610° : 2310° = 1454 : 1492 : 1498). Dies bedeutet also, daß gleichen Schwärzungen der mit Hilfe einer Metallfadenlampe aufkopierten Schwärzungsskalen und der Planetenbilder gleiche Energiemengen innerhalb des Intervalls 438 bis 480 $\mu\mu$ entsprechen, obwohl die drei Lichtquellen gänzlich verschiedene spektrale Energieverteilung besitzen. Ein etwas größerer Fehler würde eintreten, wenn das Empfindlichkeitsmaximum der Platte beim Strahlungsmaximum des Sonnenlichtes läge. In dem obigen Fall wird diese Fehlervergrößerung gerade noch umgangen, da das Maximum der Sonnenstrahlung bei etwa 470 $\mu\mu$ liegt. Für das Gelbmaximum der Silbereosinplatte (564 $\mu\mu$) gelten die gleichen Überlegungen (Kurven siehe Abb. 10).

Besondere Eigenschaften feinkörniger Platten.

Die feinkörnigen Platten nehmen in vieler Hinsicht eine Sonderstellung ein, indem sie sich gegenüber den verschiedenen Verfahren zur Erhöhung der Allgemeinempfindlichkeit oder zur Erzielung bestimmter Farbenempfindlichkeit ganz anders verhalten wie die Platten höherer Empfindlichkeit, also über 8°-Scheiner. (Die für die Bedürfnisse des Photohandels und der Amateurphotographie geschaffene DIN-Skala der Empfindlichkeiten eignet sich wenig für wissenschaftliche Zwecke, da sie nur für Empfindlichkeiten über 10°-Scheiner sinnvolle Zahlenwerte angibt.) Auch der Entwicklungsvorgang spielt sich bei

feinkörnigen Emulsionen anders ab. Nach S. E. Sheppard[11] ist die Entwicklung eher eine „physikalische", indem Silber aus einer mit dem Entwickler in Wechselwirkung tretenden Lösung reduziert wird. Diese Tatsache ist nicht darauf zurückzuführen, daß eine „Hilfs-Silberlösung" angewendet wird, sondern darauf, daß Natriumsulfit auf feinkörniges Silber und zwar Brom- und Chlorsilber lösend wirkt. Sheppard ist der Ansicht, daß aus diesem Grunde die Entwickler für Positivemulsionen eine geringere Reduktionsenergie besitzen müssen wie für höher empfindliche.

Die Empfindlichkeit von Diapositiplatten läßt sich nach Angaben aus der technischen Literatur erhöhen durch Imprägnieren mit 2%tiger Lösung von Natriumnitrit, Natriumformiat, Karbolsäure und Brenzkatechin, während hochempfindliche Platten von dieser Behandlung überhaupt nicht beeinflußt werden. Es wird auch empfohlen, die Platte 1,5 Minuten in 4%iger Ammoniaklösung von 10° C zu baden und dann rasch zu trocknen. Auf das Hypersensibilisierungsverfahren von Schmiescheck ist bereits oben hingewiesen worden.

Für die Sensibilisierung von Diapositivplatten sind von P. Guilleminot[12] eine Reihe von Verfahren angegeben worden. Als Grundrezept für alle Farbstoffe wird folgendes angegeben:

40 ccm Aq.dest, 40 ccm Alkohol (90%) 4 ccm Farbstofflösung 1 : 1000, wobei zur Steigerung (Ultrasensibilisierung) empfohlen wird, noch 10 ccm 10% (?)[13] Silberchloridlösung (ammoniakalisch) hinzuzufügen.

Guilleminot gibt folgende Steigerungen der relativen Empfindlichkeit für weißes Licht an:

unbehandelte Platte 1.0; mit Pinaflavol 2.1;
Pinaflavol + AgCl 3.1;
mit Orthochrom 5.3; Orthochrom + Ag Cl 13.5;
Pinaverdol + Ag Cl 34,0 (schleiert leicht).

Zu dem Verfahren von Schmiescheck ist zu bemerken, daß es orthochromatisch sensibilisierte Emulsionen im allgemei-

---

11. Hay, Die Photographie in Wissenschaft und Praxis, 1929, S. 159.
12. Revue Française de Phot. Nr. 181, 1927, S. 190.
13. Es dürfte ein Druckfehler vorliegen und 1%ige Lösung gemeint sein.

nen unbeeinflußt läßt. Sehr ausgesprochen ist Steigerung der Blauempfindlichkeit bei der Agfa-Kontrastplatte (phototechnische Platte), wo die Dichte für 400 $\mu\mu$ bei gleicher eingestrahlter Energie von 1.8 bis 2.5 ansteigt. Merkwürdigerweise wird bei gleichzeitiger Rotsensibilisierung durch Kryptocyanin beim Hypersensibilisieren die Blauempfindlichkeit dieser Platte noch stärker beeinflußt. Die Dichte für 400 $\mu\mu$ steigt von 1.5 auf 2.7.

Sensibilisierte und hypersensibilisierte Platten neigen zum Schleiern. Es wird empfohlen, zur Stabilisierung die Platten in einem KBr-Bad 1 : 200 000 einige Minuten zu baden. Dies soll das Schleiern um zwei Monate verzögern.

Eine sehr eigenartige Wirkung üben gewisse Farbstoffe (z. B. Capriblau) und Desensibilisatoren auf ungereifte Siedeemulsionen aus,[14] indem sie eine enorme Steigerung der Gradation verursachen. Da für die Photometrie der Planeten eine steile Gradation erwünscht ist, verdienen diese Ergebnisse Beachtung.

Extreme Gradation („extra hart") ist eine Eigenschaft der sehr feinkörnigen Chlorsilberemulsionen, auf deren Bedeutung für die photographische Photometrie der Planeten wegen ihrer Feinkörnigkeit und Steilheit hingewiesen sei. Ihre Empfindlichkeit, die leider gering ist, läßt sich aber, wie neuere Forschungen zeigen, erheblich steigern. A. Steigmann[15] hat nachgewiesen, daß durch Zusatz von Cadmiumsalzen sich extraharte, hochempfindliche Chlorsilberemulsionen bei Verwendung sog. stark „gehemmter" Gelatinen herstellen lassen. Die Vorschriften sind von Steigmann (Luxemburg) im Vortrage angegeben aber nicht berichtet worden.

Zu den Sensibilisatoren im weiteren Sinne gehören auch Substanzen, die bei Bestrahlung mit Ultraviolett fluoreszieren und auf diese Weise durch Änderung der Wellenlänge die Aufnahme in ein Gebiet günstigerer spektraler Empfindlichkeit der Platte verlegen. Solche Verfahren sind von Hermann Strebel,[16] Christopher und Beach,[17] sowie in der Revue Française

14. Die Kinotechnik, Heft 2, 1930 S. 37 u. f.
15. IX. Intern. Kongreß f. Photogr. und Kinem. 1935.
16. Sitzungsberichte der Bayrischen Akademie der Wissenschaften.
17. Nature, 1929, Feb. 2, S. 166.

der Phot. et de Cinemat. Nov. 1924 Nr. 358, S. 346 beschrieben worden. Ihre Anwendung hat natürlich nur Zweck, wenn die ganze Aufnahmeoptik für Ultraviolett brauchbar ist. Silberspiegel und normale optische Gläser sind nicht verwendbar. Hier ist auch die Empfindlichkeitssteigerung von Jod- und Bromsilberemulsionen durch Thalliumjodür zu erwähnen, die von Lüppo-Cramer[18] beobachtet worden ist, und die sehr erheblich sein soll.

Der Kontrast bei Positivemulsionen hängt nach Untersuchungen von Dr. R. White[19] in hohem Maße vom Feuchtigkeitsgehalt und der Temperatur der Luft beim Trocknen ab. Der Gammawert schwankt dabei von 1.96 bis 2.42. Das Maximum wird erzielt bei 30° C und 70—80% rel. Luftfeuchtigkeit. Diese Tatsache ist durch Arbeiten der I. G. Farbenindustrie Agfa bestätigt worden. Bei diesen ungewöhnlich großen Schwankungen des Gammawertes können bei sehr schwach kontrastierenden Objekten (Aufnahmen des Planeten Venus im Ultravioletten) lediglich falsche Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse beim Trocknen der Platten zu einem völligen Mißerfolg führen.

Als Entwickler für maximalen Kontrast wird in der Literatur der folgende angegeben:

Lösung A Natriumbisulfit 25 g, Hydrochinon 25 g, Bromkalium 25 g, Aq.dest. auffüllen bis 1000 ccm.

Lösung B Ätznatron 45 g, Aq.dest. auffüllen bis 1000 ccm.

Entwickler A + B zu gleichen Teilen. (Mischung nicht haltbar).

Bei der vorliegenden Arbeit ist er nicht versucht worden.

Über die Körnigkeit verschiedener Platten macht S. D. Threadfold[20] auf Grund eines besonderen auf der Lichtstreuung beruhenden Verfahrens folgende Angaben:

Diapositiv 11—13, Photomechanisch 14—17, mittlere Empfindlichkeit 18—20, Hochempfindliche 20—23.

Diese Zahlen entsprechen nicht dem tatsächlichen geometrischen Auflösungsvermögen. Dieses ist erst wieder eine Funktion dieser Zahlen.

18. Photo Corresp. 65, Bd. 7, Nr. 7, 1929, S. 189.
19. Journal of the Society of Motion Picture Engineers Oct. 1932.
20. Photogr. Journal, Aug. 1932 S. 348.

Bei dieser Arbeit ist zum Sensibilisieren der Diapositivplatten Pinachrom verwendet worden, das als einer der besten panchromatischen Sensibilisatoren angesehen wird. Es wurde nach der im Pinahandbuch, 11. Ausgabe, S. 15 unten angegebenen Vorschrift gearbeitet, bei der die alkoholische (70%) Farbstofflösung 1 : 1000 mit 30%igem Alkohol auf 1 : 40 000 verdünnt wird. Bei diesem Verfahren entfällt das lästige Waschen der Platten, auch erfolgt das Trocknen rascher. Es ist zu empfehlen, die Platten selbst zu sensibilisieren, da panchromatische Platten vom Charakter und von der Feinkörnigkeit von Diapositivplatten im Handel nicht erhältlich sind. Die sogenannten panchromatischen, phototechnischen Platten zeigen gegenüber der sensibilisierten Diapositivplatte ein derartig grobes Korn, daß sie für Planetenphotographie mit Brennweiten nicht über sechs Meter völlig unverwendbar sind. Besonders stark ist die Wirkung von Pinachrom im Gelb und Orange.

Ein besonderes halbphysikalisches Entwicklungsverfahren.

Zur Erzielung feinsten Kornes ist in der neueren Literatur von verschiedenen Autoren ein eigenartiges Entwicklungsverfahren beschrieben worden,[21] das für die Planetenphotographie von sehr großer Bedeutung sein könnte. Es ist bekannt, daß bei „physikalischer" Entwicklung, bei der aus einer Lösung Silber auf die belichteten Stellen der Platte niedergeschlagen wird, ein sehr feinkörniges Bild erzielt werden kann, da das Emulsionskorn nicht reduziert wird. Der Nachteil dieses Verfahrens liegt darin, daß nur eine reichlich überlichtete Platte auf diesen Entwickler reagiert. Die physikalische Entwicklung läßt sich aber merkwürdigerweise ganz erheblich verbessern, wenn die Platte vor der Entwicklung in einer Pinakryptol-Grün-Lösung 1 : 10 000 1 bis 1,5 Minuten desensibilisiert wird. Die Entwicklung, die nach Odell's Vorschrift mit einem Jodid-Vorbad (vor

21. Franz Baur u. Dr. Imhof, Kinotechnik, Heft 18, 1933; Dr. Allan Odell, The Camera Nr. 2, 1934; Leslie B. Arey, Amer. Phot., Nov. 1934; Philip Lazenby, Brit. Journ. of Photogr. Nr. 3888, 1934, S. 663. Deutsche Opt. Wochenschr., Apr. 29, 1934.

der Desensibilisierung) beginnt, dauert allerdings 2 bis 4 Stunden, aber das Korn ist feiner als Diapositivkorn (belegt durch Mikroaufnahmen). Leider wird bei diesem Verfahren in seiner gegenwärtigen Form der Kontrast der Platte stark abgeschwächt. Im Hinblick darauf, daß hochempfindliche, bei chemischer Entwicklung sehr grobkörnig ausfallende Emulsionen bei diesem Verfahren verwendet werden können, erscheint es für die Planetenphotographie sehr aussichtsreich, wenn es gelingt, eine steile Gradation zu erzielen. Als besonders feinkörnig reduzierende Substanz wird bei diesem Verfahren das Paraphenyldiamin verwendet.

Plattenmaterial.

Im Laufe der zehnjährigen Versuchs- und Programmarbeit von 1926 bis 1936 wurden an Aufnahmen von Mond, Venus, Mars, Jupiter und Saturn folgende Plattensorten untersucht:

Agfa: Diapositiv, Contrast, Phototechnische Platte A, Superpan, Platte mit Umkehremulsion.

Lomberg, Phototechnische Platte II, III, Reproduktionsplatte RS.

Eisenberger, Ultrarapid.

Gebhardt, Dia-Graphos, Graphos.

Hauff, Diapositiv, Process.

Kranz, Photomechanische Platte.

Perutz, Diapositiv, Silbereosin, Reproduktion, Graphische, Tiefdruck, Pervola, Perorto, Panchr. Rapid.

Die hochempfindlichen Platten sind kaum vertreten, da sie wegen ihrer flachen Gradation und ihres groben Kornes für den vorliegenden Zweck im allgemeinen ungeeignet sind. Für Saturnaufnahmen wurde die Eisenberger Ultrarapidplatte mit gutem Erfolg verwendet. Sie ist trotz hoher Empfindlichkeit (4 bis 5 Sek. Belichtung für Saturn beim Öffnungsverhältnis 1 : 25) relativ feinkörnig, so daß auf Aufnahmen 1935 der Ringschatten erkennbar ist. Die Länge der großen Ringachse war auf dem Bilde ca. 2 mm. Eine ausführliche Darstellung der Eigenschaften höher empfindlicher panchromatischer Platten findet sich

bei I. Stobbe, Die Photographie schwacher Flächenhelligkeiten verschiedener Farbe.[22]

Von den Platten geringer Empfindlichkeit wurden aus Gründen möglichst einheitlicher Verwendung die folgenden vier Sorten schließlich für die photometrischen Aufnahmen herausgesondert:

1. Hauff Diapositiv, nur blauviolett empfindl. kaum sichtbares Korn, Gradation 2.9.
2. Hauff Prozeß, etwa doppelt so empfindlich, nur blauviolett empfindlich, eignet sich aber sehr gut zu panchromatischer Sensibilisierung (Pinachrom).
3. Perutz Silbereosin, 14° Scheiner, blau- bis gelbempfindlich. In Anbetracht ihrer relativ hohen Empfindlichkeit außerordentlich feinkörnig.
4. Kranz photomechanische Platte, die Platte mit der steilsten Gradation, $\gamma = 4$ bis 4.5, orthochromatisch, feinstes Korn. Die Steilheit der Gradation ist ungewöhnlich und gibt Helligkeitsunterschiede in starker Vergrößerung wieder. Keine andere Platte erreicht annähernd diese Steilheit. Empfindlichkeit etwas größer als bei der Diapositivplatte.

Diese Platten haben außerdem die gemeinsame Eigenschaft, daß sie auch bei 36 bis 40 Aufnahmen von durchschnittlich 6 sec Dauer keinen Schleier im benutzten Felde zeigen. Da mit Öffnungsverhältnissen 1 : 25 aufgenommen wird, ist die Flächenhelligkeit des Himmels auf der Platte naturgemäß so außerordentlich gering, daß Expositionszeiten von 4 min. wirkungslos bleiben. Eine Schleierreduktion zur Beziehung der Keilschwärzungen auf Planetenschwärzungen ist also nicht erforderlich.[23]

Als Entwickler wurde durchwegs Rodinal 1 : 20 benutzt, die Temperatur des Entwicklers lag zwischen 16 und 18° C und wurde bei jeder Aufnahme protokolliert. Es zeigte sich, daß die Erschöpfung des Entwicklers von großem Einfluß auf die

22. Zeitschrift f. Astrophysik, 2. Bd., 3. Heft, 1931.
23. Über Schleiercorrection siehe G. Eberhard, Hd. d. Astrophys. Bd. II, 2, S. 482.

Schwärzung des Bildes ist, und daß es ratsam ist, in größeren Schalen mit etwa 200 ccm Inhalt zu entwickeln, da es sich nicht vorher übersehen läßt, wieviel Platten verbraucht werden und somit zur Entwicklung kommen. Verhängnisvoll kann zu niedrige Temperatur des Entwicklers werden und zu irrigen Annahmen hinsichtlich der notwendigen Belichtungszeit führen, da der zu kalte Entwickler Negative erbringt, die den Eindruck erheblicher Unterexposition machen. Da die beste Belichtung für ein Filter stets durch Versuchsaufnahmen ermittelt werden muß, ist die Einhaltung der günstigen Entwicklertemperatur (16—18°) unbedingt erforderlich.

Photometrische Grundlagen.

Versilberte Spiegel.

Es ist zu unterscheiden, ob die Aufnahmen dazu dienen sollen, absolute Flächenhelligkeiten auf den Planeten zu bestimmen oder nur relative. Bei dem ersten Arbeitsziel sind nicht unbeträchtliche Schwierigkeiten zu überwinden, da bei der Verwendung von versilberten Teleskopspiegeln[24] mit einer Änderung des Reflexionsvermögens im Laufe der Zeit gerechnet werden muß, eine Änderung, die überdies für verschiedene Spektralbezirke verschieden ist. Da bei all diesen Aufnahmen zur Erzeugung der Keilkopie eine Vergleichslichtquelle gebraucht wird, die unmittelbar durch den Keil die photographische Platte belichtet, während das Licht des Planeten erst nach zwei Reflexionen und Durchdringung zweier Glaskörper (Barlowlinse, Kontrollspiegel) auf die Platte gelangt, ist eine fortlaufende, mit der Zeit sich ändernde Reduktion erforderlich. Bei versilberten Spiegeln ändert sich das Reflexionsvermögen im Blauen besonders rasch und stark. Die große Verschiedenheit in der Energieverteilung zwischen Vergleichslichtquelle und Planetenlicht ist, wie oben gezeigt wurde, von nur geringer Bedeutung, wenn Filteraufnahmen oder Aufnahmen auf Platten mit engem spektralem Empfindlichkeitsbezirk gemacht werden, da man für

24. Siehe Nachtrag S. 71

kleine Intervalle die Plancksche Strahlungskurve als kurzes Stück einer Geraden auffassen kann, womit bei gleichem Betrag der mittleren Energie das Integral im Gebiete des Intervalls von der Neigung dieser Geraden unabhängig wird. Dieser günstige Umstand, der es uns ermöglicht, die Eigenart der spektralen Energieverteilung im Lichte des Planeten und der Vergleichslichtquelle unter besonderen, leicht zu erfüllenden Bedingungen vernachlässigen zu können, wird durch die Veränderungen der Reflexionsfähigkeit des Silbers zum Teil illusorisch gemacht.

Prüfung der Reflexionsfähigkeit des Spiegels.

Dies kann auf folgende Weise geschehen: während der Dauer der Planetenaufnahmen werden mit dem gleichen Instrument, am besten unter Weglassung der Barlowlinse, durch Vorsetzen eines Objektivprismas Sternspektren aufgenommen, selbstverständlich unter Berücksichtigung der Zenithdistanz, und, wenn möglich, unter der Benutzung derselben Sterne. Zwei oder drei Sterne genügen. Es ist durchaus nicht notwendig, hierzu ein die ganze Objektivöffnung bedeckendes Prisma zu verwenden. Dies würde sehr kostspielig sein. Da man annehmen kann, daß der Spiegel nicht ganz ungleichmäßig seine Reflexion ändert, wird es ausreichend sein, ein Objektivprisma von kleinerem Durchmesser als dem des Objektivs zu verwenden. Die mikrophotographische Auswertung dieser mit stets gleichen Belichtungszeiten aufgenommenen Sternspektren würde ein sehr gutes Bild von der Veränderung der Reflexionsfähigkeit des Silbers, sowohl der absoluten wie der relativen, geben und eine Reduktion der Messungen ermöglichen. Da bei solchen Aufnahmen nicht immer ein Stern von so großer Helligkeit zur Verfügung stehen wird, daß ein einmaliger Übergang des Spektrums über die Platte eine genügende Schwärzung hinterläßt, so wird man mehrfache Übergänge vornehmen müssen. Hierbei können leicht Fehler entstehen, wenn man nicht gleichmäßig zurückzieht, um das Spektrum wieder vorwärtslaufen zu lassen. In diesem Falle empfiehlt es sich, vom Schraffieren abzusehen und ein Fadenspektrum aufzunehmen, das sich ja immer noch mikrophotometrisch auswerten läßt.

Diese Methode der Kontrolle der spektralen und absoluten Reflexionsfähigkeit des Silberspiegels konnte bei der vorliegenden Arbeit nicht durchgeführt werden. Ich habe mich auf Aufnahmen für relative Helligkeitsmessung beschränken müssen. Die Methode ist für die Reduktion absoluter Messungen zu empfehlen.

Es ist noch der Weg denkbar, daß man den Vergleichskeil nicht direkt mit Hilfe der Vergleichslichtquelle aufkopiert, sondern unter Vermittlung der Optik des verwendeten Spiegelteleskops. Dann würden die Veränderungen des Spiegels von vornherein eliminiert werden. Diese Methode erfordert eine besondere technische Einrichtung am Spiegelplanetographen.

Die Prüfung der Reflexionsfähigkeit des Spiegels durch Spektralaufnahmen läßt sich natürlich auch mit einem Beugungsgitter vornehmen. Dies hat den Vorzug, daß es, besonders wenn man die ganze Öffnung des Instruments bei der Prüfung benutzen will, wesentlich billiger ist, als selbst ein kleines Prisma, außerdem auf der Aufnahme die Ermittlung der Wellenlängen durch einfache Abstandmessungen und einfache Ausrechnung gestattet. Praktisch kommt der Wellenbereich von 380 bis 800 $\mu\mu$ also ein Intervall von etwa 400 $\mu\mu$ in Betracht. Wenn man sich damit begnügt, die Reflexionsfähigkeit des Spiegels jeweils innerhalb eines Spielraums von 20 $\mu\mu$ zu bestimmen, so genügt eine Länge des Spektrums von 2 mm für das Intervall von 400 $\mu\mu$. Man kann auf einem solchen Spektrum von 2 mm Länge gut 20 Punkte vermessen. Eine einfache Formel gibt uns den Wert für die Gitterkonstante zu einer gegebenen Brennweite. Da sich nämlich in diesem Falle die gewünschte Länge l des Spektrums zur Brennweite f so verhält wie die Wellenlängendifferenz zur Gitterkonstante c, so haben wir:

$$\frac{l}{f} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{c} \qquad c = f\,\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{l}$$

Die Gitterkonstante ist also in diesem Falle immer gleich $^1/_{5000}$ der Brennweite. Die Bestimmung der Reflexionsfähigkeit des Spiegels bzw. die Kontrolle derselben für verschiedene Wellenlängen ist bei Benutzung eines Beugungsgitters auch noch frei von der selektiven Absorption des Objektivprismas, die sich

im kurzwelligen Gebiet bemerkbar macht. Wenn diese Absorption auch konstant ist und theoretisch auf die Bestimmung der Änderung der Reflexionsfähigkeit des Spiegels keinen Einfluß hat, so kann sie doch praktisch zur Folge haben, daß kurzwellige Strahlen, die der Silberspiegel noch sehr gut reflektiert, nicht mehr auf die photographische Platte einwirken, die Prüfung der Reflexionsfähigkeit bzw. ihrer Änderung, also illusorisch wird. Beispielsweise beträgt die Reflexionsfähigkeit des Silbers für 380 $\mu\mu$ noch über 80%, während die relative Empfindlichkeit einer Diapositivplatte hier schon außerordentlich gering ist. Kommt noch eine Absorption im Prisma hinzu, so fällt diese Wellenlänge im photographischen Prüfbild vollständig aus. Dadurch wird das Resultat der Prüfung verfälscht, denn der Spiegel wird bei den Planetenaufnahmen ohne diese absorbierende Wirkung des Prismas benutzt. Die verwendete Barlowlinse ist hingegen ein konstanter Bestandteil des Instruments, die etwa von ihr verursachten Intensitätsänderungen sind also für alle Aufnahmen dieselben.

Vergleichslichtquelle.

Da die Hefnerkerze zu den am gründlichsten untersuchten Lichtquellen gehört [25], ist es empfehlenswert, sie auch für planetophotometrische Untersuchungen als Normalmaß zu verwenden. Dies ist bei vorliegender Arbeit geschehen. Zum Aufkopieren des Keils eignet sie sich schlecht, da sie naturgemäß stets ruhig brennen muß, wenn sie ihre richtige Helligkeit besitzen soll. In einem Laboratorium aber, in dem die arbeitenden Personen häufig ein- und ausgehen müssen, wird stets Luftzug herrschen. Man wird also zum Aufkopieren des Keils die weit handlichere Niedervoltlampe benutzen, die man mit Hilfe der Hefnerkerze aicht.

Die Änderung der Intensität, mit welcher der Keil beleuchtet wird, soll grundsätzlich durch Änderung des Abstandes der Lichtquelle erfolgen und nicht durch Änderung der Stromstärke,

---

25. Energieverteilung siehe Ann. d. Phys. 76. 785, 1925, Valentiner & Rössiger.

da in diesem Falle die Aichung der Lampe sehr viel Arbeit macht. Wenn man die Lampe nur mit einer Stromstärke benutzt, genügt es, noch zwei Helligkeitswerte für + 10 und —10 Milliampere zu messen, erstens, um den Einfluß geringer Stromschwankungen zahlenmäßig festzulegen, zweitens, um bei unvorhergesehenen Zufällen, bei denen die Beleuchtung des Keils mit einer anderen als der normalen Stromstärke der Lampe erfolgte, die entsprechenden Helligkeitswerte in Rechnung setzen zu können. Bei dieser Arbeits wurde zuerst mit verschiedenen Stromstärken gearbeitet, um die günstigste Lichtstärke für die Keilkopie zu ermitteln, da Keilbelichtung und Planetbelichtung einander gleich sein sollen.

Zur Speisung der Lampen wurde eine Akkumulatorenbatterie verwendet und die Stromstärke durch Einschaltung eines Milliamperemeters kontrolliert.

Lebensdauer der Lampen.

Die Lebensdauer der kleinen 4-Voltlampen ist erheblich geringer als die der normalen Lampen von 220 Volt. Man kann die Lebensdauer einer 4-Voltlampe bei normaler Belastung auf hundert Stunden veranschlagen. Da sich das Verhältnis der Helligkeit zum durchfließenden Strom innerhalb der ersten dreißig bis vierzig Stunden fortwährend ändert, muß man die Lampen künstlich „altern". Eine Brenndauer von fünfzig Stunden genügt hierzu, aber auch nach dieser Zeit ist die Lampe immer wieder in größeren Zeitabständen zu prüfen.

Nach Untersuchungen von Dean B. Judd, Bureau of Standards, Washington[26] ändert sich im Laufe des Gebrauchs auch die Farbtemperatur der Metallfadenlampen. Die untersuchten Lampen sind für Betriebsspannungen von 52 bis 110 Volt Spannung (Wechselstrom) gebaut und zeigen durchweg eine Abnahme der Farbtemperatur bei konstant gehaltener Spannung. Die Abnahme der Farbtemperatur ist außerordentlich verschieden und beträgt maximal (Projektionslampe 110 V, 3.82 Amp. (J_0)) —0.6° K ± 0.1 pro Stunde. Die kleinste Änderung von

26. Journ. of the Opt. Society of America, 1936, Nr. 11, S. 409.

$--0.006^{0} \pm 0.005$ zeigt eine Projektionslampe 52 Volt, 2.54 Amp. (J_0). Diese Änderungen sind außerordentlich gering und spielen bei Photometerlampen für Keilkopien keine Rolle, wie die Betrachtung einer Kurvenschar lehrt, die die spektrale Energieverteilung von Metallfadenlampen im Bereiche der Temperaturen 2600° bis 3500° zeigt.[27] Innerhalb des photographisch wichtigen Blauintervalls von 425 bis 475 ist die mittlere Tangente an das Kurvenstück sehr wenig veränderlich und die übrigen photographisch in Betracht kommenden Intervalle werden besonders von den Kurven niederer Temperatur in immer größerer Annäherung an die Gerade durchlaufen.

Die Keilkopie.

Bei meinen Arbeiten wurde ein Zeiss-Ikon-Keil (nach Goldberg) verwendet, dessen Durchlässigkeit für alle visuellen Spektralbezirke äußerst gleichmäßig ist. Die Länge des Keils beträgt 35 mm, die Breite 10 mm. Die Länge ergibt sich aus der Dimension der verwendeten Platten (4,5 × 6 cm). Die Breite von 10 mm ist gewählt, um etwaigen Plattenfehlern in der Keilkopie ausweichen zu können. Ganz ideal ist das Arbeiten mit Keilkopien nicht, selbst bei größter Sauberkeit und Vorsicht erscheint besonders der dunkle Teil der Teilkopie häufig mit unzähligen hellen Pünktchen übersät, was auf die Berührung der Emulsion durch den Keil zurückzuführen ist. Es empfiehlt sich deshalb, den Keil an beiden Enden mit zwei kleinen, dicken, schwarzgetuschten Stanniolblättchen zu bekleben, die die Berührung des Keils mit der Emulsion verhindern. Es ist unbedingt erforderlich, auf dem Keil, am besten in der Mitte, eine feine Querlinie mit dem Schreibdiamanten einritzen zu lassen, der sich deutlich auf dem Mikrophotogramm des Keils zeigt. Hat man keine solche Marken auf dem Keil, so ist es sehr schwierig, die Kopiestellen mit den Keilstellen genau zu identifizieren, was im Interesse einer genauen Messung unerläßlich ist. Trotz aller Vorsichtsmaßregeln wird man immer

27. R. E. Farnham u. R. E. Worstell, Journ. of the Soc. of Motion Picture Engineers, Sept. 1936.

mit kleinen Flecken in der Keilkopie zu rechnen haben, welche die Keilkurve im Mikrophotogramm unterbrechen.

Bei dem von mir verwendeten Keil, der nach meinen Angaben von der Zeiss-Ikon-A.G. hergestellt worden ist, steigt die Dichte auf die Länge von 35 mm von 0 bis 2 an, d. h. der Keil läßt an seinem dichtesten Ende $^1/_{100}$ des auffallenden Lichtes durch. Diese Skala dürfte für Planeten- und Mondaufnahmen mehr als ausreichend sein, denn der Unterschied entspricht fünf Größenklassen, ein Unterschied, der selbst auf dem Monde nicht entfernt erreicht wird, wenn man die Albedo der dunkelsten Gebilde mit denen der hellsten vergleicht. Anders liegt der Fall, wenn man Mondlandschaften in der Nähe der Licht- und Schattengrenze aufnimmt und diese Aufnahmen photometrisch auswerten will. Hier ist es doch von Vorteil, über eine größere Helligkeitsskala zu verfügen.

Keilbelichtung.

Um die Reduktion der Aufnahmeschwärzungen auf Keilschwärzungen zu vereinfachen, wird man für die Keilbelichtung den Grundsatz aufstellen müssen: Die Keilbelichtungszeit soll gleich der Aufnahmezeit sein; dann sind bei gleicher Schwärzung nach der in der praktischen Aktinometrie meist gebräuchlichen Formel $J_1 t^p = J_2 t^p$ die aktinischen Intensitäten J_1 und J_2 einander gleich.

Dieser Belichtungsgrundsatz bringt uns allerdings bei Planetenaufnahmen im langwelligen Licht unter Benutzung entsprechender Filter in Verlegenheit, denn der Unterschied der spektralen Energieverteilung zwischen Sonnen- und Glühlampenlicht macht sich bei Befolgung des obigen Grundsatzes sehr stark bemerkbar. Ein Beispiel aus der Praxis soll dies erläutern:

Für eine violettaufnahme (ohne Filter auf entsprechender Platte) beträgt bei einer Belichtungszeit von drei Sekunden, die also auch die Keilbelichtungszeit ist, der Abstand der Vergleichslichtquelle bei 0,6 H.K. 320 mm. Der so aufkopierte oben beschriebene Keil enthält die ganze Skala der Schwärzungen der Planetenaufnahmen. Machen wir jetzt auf panchromatischer

Platte unter Benutzung eines Rotfilters eine Aufnahme, so kommt bei 4 sec. Keilbelichtungszeit die Keilkopie bereits deutlich auf der Platte heraus, während bei der gleichen Belichtungszeit vom Planeten nicht eine Spur zu sehen ist. Bei Anwendung von Gelbfiltern ist der Unterschied nicht so kraß aber immer noch störend. Das Lifagelbfilter Nr. 4 gestattet es, bei Anwendung der Perutz-Silbereosinplatte für die Keilkopie die gleichen Belichtungszeiten zu gebrauchen wie bei der Verwendung einer nur blau-violett empfindlichen Platte von 4 bis 7" Scheiner ohne Filter.

Bei Rotaufnahmen muß also vorher durch Versuche der größere Abstand der Vergleichslichtquelle ausfindig gemacht werden, der erforderlich ist, um den Grundsatz gleicher Belichtungszeiten für Aufnahme und Keilkopie aufrecht zu erhalten.

Die Schattenkeilmethode zum Aufkopieren von Schwärzungsskalen.

Die schon oben erwähnte geringe Durchlässigkeit der Graukeile für kurzwelliges Licht, die sich im Ultraviolett bis zur völligen Undurchlässigkeit steigert, ist nicht der einzige Grund, der mich veranlaßte, nach einer neuen Methode zu suchen, um Schwärzungskeile auf Platten aufzukopieren. Ein zweiter Grund entstammt folgender Erwägung: die Planetenbilder sind relativ klein und erreichen im Höchstfalle einen Durchmesser von 2 bis 3 mm, von außergewöhnlichen optischen Verhältnissen abgesehen. Da es technisch nahezu unmöglich ist, brauchbare Graukeile von derselben Größenordnung herzustellen, muß man solche von 3 bis 4 cm verwenden. Schwärzungsänderungen vom gleichen Betrage verteilen sich auf dem aufkopierten Keil auf eine weit größere Anzahl von Schwärzungskörnern als dies im Planetenbild der Fall ist. Es ist also zu befürchten, daß systematische Fehler auftreten, die sich in der Weise bemerkbar machen, daß die gemessene Intensitätsverteilung im Planetenbild von der Länge der aufkopierten Schwärzungsskala abhängig ist, wobei natürlich vorausgesetzt ist, daß Anfangs- und Endwert der Schwärzungsskala in allen Fällen die gleichen sind. Bei der Auswertung im Mikrophotometer muß man außerdem

den Kurvenabbildungsmaßstab für Planet und Keil sehr verschieden machen, was den ganzen Meßvorgang kompliziert. Es erscheint mir deshalb zweckmäßig, zur photometrischen Auswertung von Planetenaufnahmen der aufkopierten Schwärzungsskala eine Größe zu geben, die den Durchmesser des Planetenbildes nicht allzusehr übertrifft, also ca. 10 bis 15 Millimeter.

Das Prinzip der Schattenkeilmethode ist auf nebenstehender Zeichnung schematisch dargestellt.

Eine lineare Lichtquelle L (ihre praktische Verwirklichung wird weiter unten angegeben werden) ist in einem Abstand e + h horizontal über der photographischen Platte Ph angeordnet (Abb. 11). Die photographische Platte Ph befindet sich (Abb. 12) unterhalb einer sehr dünnen, lichtundurchlässigen Platte S, die mit einem Schlitz s von etwa 2 mm Breite versehen ist, dessen Anfang unterhalb des einen Endes der Lichtquelle L liegt. Die Länge des Schlitzes ist beliebig. Die Kante a braucht nicht genau unter dem Anfang der Lichtquelle zu liegen, sondern kann etwas in der Richtung der Ausdehnung der Lichtquelle vorgeschoben worden sein. Wichtig ist es aber, daß die

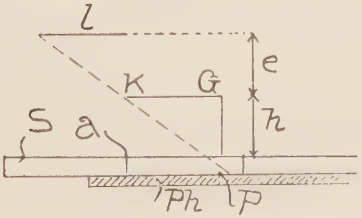


Abb. 11

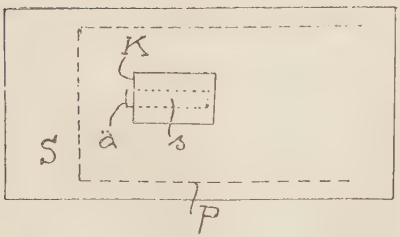


Abb 12

Vorderkante K (Abb. 11) eines, den Schlitz verdeckenden Gehäuses G genau senkrecht unterhalb des Anfangs der Lichtquelle liegt. Aus der Anordnung geht hervor, daß infolge der Beschattung durch das „Dach" des Gehäuses der Anfang des Schlitzes von der ganzen Länge der Lichtquelle beleuchtet wird, während die weiter zurückliegenden Teile der Platte eine aus den geometrischen Abmessungen sich ergebende, immer geringer werdende Bestrahlung erhalten, die an dem Punkte gleich Null wird, den die Verbindungslinie des äußersten Punktes der Lichtquelle mit der Kante K trifft.

Die lineare Lichtquelle wird dergestalt verwirklicht, daß in einen lichtundurchlässigen, innen weiß gestrichenen Zylinder in achsialer Richtung ein feiner Schlitz von gewünschter Länge geschnitten wird. An einem Ende des Zylinders, außerhalb des Bereiches des Schlitzes wird ein Glühlämpchen eingebaut, eventuell zwei Glühlämpchen an beiden Enden des Zylinders, die durch ein vorgeschaltetes mattiertes Glas (nicht Milchglas) den Zylinder innen gleichmäßig erleuchten. Eine absolut gleichmäßige Beleuchtung des Schlitzes, der zur Sicherheit selbst nochmals mit einem Mattglas abgedeckt werden kann, ist unbedingt erforderlich und muß photometrisch geprüft werden, sonst stimmt die Helligkeitsverteilung im Schlitz nicht mit der sich durch Integration der Bestrahlungsgleichung ergebenden überein. Es ist gerade ein Vorteil dieser Methode, daß man rein rechnerisch die wahre Bestrahlung der Schwärzungsskala genau ermitteln kann, daß diese Bestrahlung für alle Wellenlängen gilt und daß man somit von Keilaichungen befreit ist. Bei der obigen Beschaffenheit der Lichtquelle ist die Bedingung erfüllt, daß das Strahlungsvermögen in der Ebene der linearen Lichtquelle unter allen Austrittswinkeln des Lichtes das gleiche ist.

Wir kommen nun zur Berechnung der Bestrahlung für jedes Element des Schlitzes.

Die Bestrahlung eines Punktes P (z) durch ein Element dy der linearen Lichtquelle ist:

$$dB_z = \frac{\eta \cdot dy \cdot \cos^2 \varepsilon}{r^2}$$ wo η die Strahlungsfähigkeit der Lichtquelle pro Längeneinheit ist.

$$\cos 2 = \frac{h + e}{r} \quad ; \quad r^2 = (y + z)^2 + (h + e)^2$$

$$dB_z = \eta \frac{(h + e)^2}{r^4} d\gamma = \eta \frac{(h + e)^2}{[(\gamma + z)^2 + (h + e)^2]} d\gamma$$

Wir setzen

$$h + e = A \quad ; \quad \gamma + z = u$$

$$dB_z = \eta A^2 \frac{1}{(u^2 + A^2)^2} du \quad ; \quad B_z = \eta A^2 \int \frac{du}{(u^2 + A^2)^2}$$

Nun ist

$$\int \frac{dx}{(x^2 + a^2)^n} = \frac{1}{2n - 2} \frac{x}{a^2 (x^2 + a^2)^{n-1}} + \frac{2n - 3}{2n - 2} \frac{1}{a^2} \int \frac{dx}{(x^2 + a^2)^{n-1}}$$

In unserem Falle also

$$B_z = \eta A^2 \left[\frac{1}{2} \frac{u}{A^2 (u^2 + A^2)} + \frac{1}{2} \frac{1}{A^2} \int \frac{du}{u^2 + A^2} \right.$$

$$= \eta \left[\frac{1}{2} \frac{u}{u^2 + A^2} + \frac{1}{2A} \operatorname{arctg} \frac{u}{A} \right]$$

$$= \eta \left[\frac{\gamma + z}{2 ((\gamma + z)^2 + (h + e)^2)} + \frac{1}{2 (h + e)} \operatorname{arctg} \frac{\gamma + z}{h + e} \right]$$

Die Integrationsgrenzen für einen Punkt mit der Coordinate z sind $\gamma = z \frac{e}{h}$ und $\gamma = 1$; also ist

$$B_z = \eta \left[\frac{1 + z}{2 ((1 + z)^2 + (h + e)^2)} + \frac{1}{2 (h + e)} \operatorname{arctg} \frac{1 + z}{h + e} \right.$$

$$\left. - \frac{z (1 + \frac{e}{h})}{2 (z^2 (1 + \frac{e}{h})^2 + (h + e)^2} + \frac{1}{2 (h + e)} \operatorname{arctg} \frac{z (1 + \frac{e}{h})}{h} \right]$$

Durch elementare Umformung erhalten wir

$$B_z = \frac{\eta}{2} \frac{1}{h + e} \left[\frac{1}{\frac{1 + z}{h + e} \cdot \frac{h + e}{1 + z}} - \frac{1}{\frac{z}{h} \cdot \frac{h}{z}} \right]$$

$$+ \left[\operatorname{arctg} \frac{l+z}{h+e} - \operatorname{arctg} \frac{z}{h} \right] \Bigg]$$

$$= C \left[\left[\frac{1}{p + \frac{1}{p}} - \frac{1}{q + \frac{1}{q}} \right] + \left[\operatorname{arctg} p - \operatorname{arctg} q \right] \right]$$

wenn wir $\frac{l+z}{h+e} = p$ und $\frac{z}{h} = q$ setzen

Mit der letzten Formel läßt sich die Bestrahlung bequem berechnen.

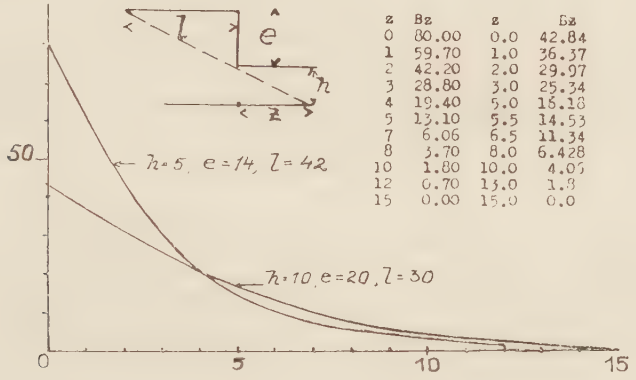
Auf Seite 59 ist die Helligkeitsverteilung im Schlitze für verschiedene Abmessungen tabellarisch und in Kurvenform (Abb. 13) dargestellt. Die Bestimmung des Strahlungsvermögens der linearen Lichtquelle läßt sich am einfachsten bewerkstelligen, indem man sie in etwa einem Meter Entfernung vom Photometerwürfel oder bei Anwendung des Ritchey-Photometers von dessen Prisma entfernt aufgestellt und mit der Hefner-Kerze vergleicht. Da bei einem Schlitz von 3—4 cm Länge der Kosinus des Austrittswinkels der Lichtstrahlen an den Enden der Lichtquelle bei einem Meter Entfernung derselben vom bestrahlten Punkt gleich Eins gesetzt werden kann, so mißt man mit dem Photometer den Wert $\frac{\eta \cdot l}{a^2}$, aus welchem man η berechnen kann.

Weniger handlich als die innen beleuchtete Röhre, aber vielleicht sicherer für die Erzielung absolut gleichmäßiger Schlitzbeleuchtung (gemeint ist der Schlitz, der die lineare Lichtquelle bildet) ist eine andere Anordnung, die ich vorschlagen möchte. In diesem Falle befindet sich der erleuchtete Spalt S im Boden eines Zylinders. An seinem oberen Ende enthält der etwa 20 cm lange Zylinder hinter zwei bei drei mattierten Glasscheiben die Lichtquelle. Der Zylinder wird innen geschwärzt (mattschwarz) um alle Glanzwirkungen auszuschalten.

Eine eingekapselte Glühlampe verhält sich anders als eine freibrennende. Besonders in einer gut reflektierenden Umhüllung steigt die Temperatur der Lampe unter dem Einfluß der reflektierten Eigenstrahlung, womit auch die Lichtstärke ansteigt. Bei der zuletzt angegebenen Vorrichtung läßt sich die

Lampe gut ventilieren, so daß Wärmestauungen nicht zu befürchten sind.

Es ist selbstverständlich, daß bei der Aichung der Lichtquelle Messungen mit verschieden langer Brenndauer angestellt werden, um die Konstanz der Lichtquelle bei konstantem Strom zu prüfen.



z	Bz	z	Bz
0	80.00	0.0	42.84
1	59.70	1.0	36.37
2	42.20	2.0	29.97
3	28.80	3.0	25.34
4	19.40	5.0	16.18
5	13.10	5.5	14.53
7	6.06	6.5	11.34
8	3.70	8.0	6.428
10	1.80	10.0	4.05
12	0.70	13.0	1.3
15	0.00	15.0	0.0

Abb. 13

Keilbeleuchtungslampe.

Die zu Anfang am meisten und zuletzt ausschließlich von mir benutzte Lichtquelle ist eine kleine Metallfadenlampe mit etwas ausgestreckter Schraubenwendel. Sie wurde mit 295 bis 360 Milliampere Belastung (mittlere Spannung 4 Volt) benutzt und hatte eine Lichtstärke von 0.92 H.K. bei 370 Milliampere Belastung. Die Stromhelligkeitskurve dieser Lampe wurde unter Benutzung einer Hefnerkerze und eines Ritchey-Photometers gemessen.

Verbessertes Ritchey-Photometer, mit dem die Keilbeleuchtungslampen geaicht wurden.

Beim Ritchey-Photometer (Abb. 14) der üblichen Form wird ein weißmattiertes Prisma P, dessen eine Kante K dem Beobachter zugekehrt ist, von den beiden Lichtquellen L_1 und L_2 beleuchtet. Bei gleicher Beleuchtung soll die Trennungslinie ver-

schwinden. Bei der Benutzung des Photometers in dieser Form war die Beobachtung des Verschwindens der Trennungslinie nicht leicht und die Messungsgenauigkeit dementsprechend ungenügend. Ich ließ deshalb in den Werkstätten der Astro-Gesellschaft das in nebenstehender Abbildung 15 dargestellte abgeänderte Ritchey-Photometer bauen. Das Prisma P ist ein

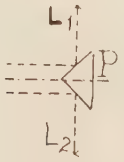


Abb. 14

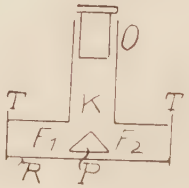


Abb. 15

rechtwinkliges Glasprisma. Die präzise dem Beobachter zugewendete Kante K ist tatsächlich eine ideale Trennungslinie für die beiden Flächen F_1 und F_2. Im gleichen Abstand von diesen Flächen werden zwei die Röhre R abschließende Stücke Transparentpapier T oder sehr kräftig mattierte Glasplatten eingesetzt. Diese vollkommen diffus zerstreuenden Flächen empfangen das Licht von der Lichtquelle L_1 bzw. zu aichenden Lampe und spiegeln sich in den Flächen des Prismas. Durch das auf die Kante K scharf eingestellte Okular O sieht der Beobachter eine etwaige Struktur der beiden Scheiben nicht. Er hat im Gesichtsfeld zwei durch eine vollkommen scharfe Grenzlinie getrennte, erhellte Felder, und das Verschwinden dieser Trennungslinie kann mit großer Genauigkeit beobachtet werden. Es wurde bei den Messungen ein mittlerer Fehler von 1 bis 2 Prozent im Resultat bei zehn Einstellungen erzielt.

Das Helligkeitsdiagramm der für die meisten meiner Jupiteraufnahmen gebrauchten Lampe Nr. 1 ist unten dargestellt (Abb. 16).

Außerdem wurde die Farbtemperatur der gleichen Wolframlampe mit dem Siemens-Mikropyrometer gemessen. Für das freundliche Entgegenkommen der Osramgesellschaft, die mir diese Messungen ermöglichte, sei an dieser Stelle mein Dank ausgesprochen. Die Farbtemperatur der Fadenmitte weicht, wie

das Diagramm (Abb. 17) zeigt, um etwa 200° von jener eines etwa 1 mm außerhalb der Mitte liegenden Fadenpunktes ab. Die Wendel der Lampe hat die Form einer stark ausgezogenen Schraubenlinie. Diese Differenz der Farbtemperatur zwischen den mittleren Fadenteilen und äußeren ist aber keine so be-

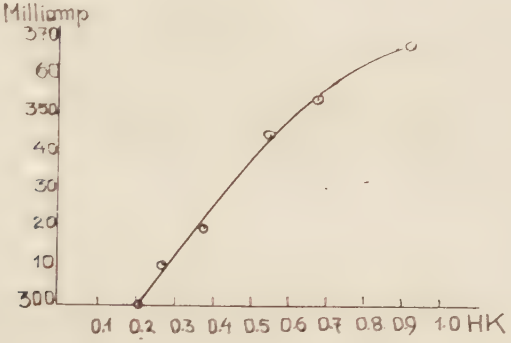


Abb. 16

trächtliche Fehlerquelle, da nach Feststellung von Forsythe[28] die maximale Farbtemperatur sehr nahe bei der durchschnittlichen Farbtemperatur liegt und an ihrer Stelle für die Strahlungskurve nach der Planck'schen Formel benutzt werden kann.

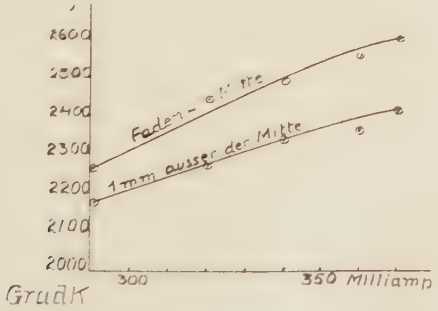


Abb. 17

28. Forsythe, U. S. Bureau of Standards, Washington, Miscellaneous Publication Nr. 56.

Praktische Durchführung der Arbeit.

Im Jahre 1926 wurde zunächst mit der Untersuchung der Eignung verschiedener Platten begonnen, wobei erst ohne Verwendung einer Barlowlinse die Leistungsgrenze bei Aufnahmen in der primären Bildebene festgestellt werden sollte. Die untersuchten Plattensorten sind oben bereits näher bezeichnet worden. In der Hauptsache wurden Mondaufnahmen gemacht, da die absoluten Kontraste hier außerordentlich hoch sind und die Definition im Negativ praktisch unabhängig von Kontrastwerten bestimmt werden kann, wogegen z. B. bei Jupiteraufnahmen die geringen Kontraste erhebliche Definitionsunterschiede bei gleicher optischer Leistung des Instruments aber Platten verschiedener Gradation ergeben.

Das Ergebnis war, daß Brennweiten unterhalb 2 m nicht ausreichen. Ich berechnete daraufhin verschiedene Barlowlinsen, mit deren Hilfe die Brennweite auf 5 bis 6 m und mehr gesteigert wurde. Im Oktober 1927 gelangen die ersten Aufnahmen auf Hauff Diapositivplatten, die gröbere Einzelheiten auf den Streifen zeigten. Verbesserungen der Nachführung erbrachten im September 1928 die ersten Aufnahmen mit gut erkennbaren Einzelheiten auf den Streifen („Granatflecke" auf dem Äquator 1928 Sept. 16/17). Die Aufnahmen wurden zu einem Kartenbild ausgewertet (A. N. Bd. 249, 1933 Aug.). In der Nacht vom 15. zum 16. Oktober 1928 konnte die Rotation eines Fleckes 3 Stunden 26 Minuten lang photographisch verfolgt werden. Bei der sehr günstigen Opposition 1929 konnten die besten topographischen Bilder erzielt werden. Im November (23 24) gelangen die ersten Aufnahmen des Trabantenschattens (III) sowie Aufnahmen, die Schatten und Trabant zeigen.

Die wesentlichsten Probleme der Aufnahmetechnik waren damit vorläufig gelöst, und es konnte nun zu photometrisch auswertbaren Aufnahmen mit Keilkopien geschritten werden. 1930 Dez. 22 wurde mit den ersten Versuchsaufnahmen begonnen. Der photographisch hergestellte erste Keil befriedigte nicht, so daß ein neuer Keil (Zeiss-Ikon) nach besonderen Angaben bestellt wurde. Die ersten Aufnahmen mit dem neuen Keil waren Mondaufnahmen (1931 Jan. 3), denen am 8. Jan. die ersten

Abb. 18

Jupiteraufnahmen folgten. Die jetzt erreichte Definition im Bilde ist aus den Abbildungen 18 (Mond, Gegend nördl. von Tycho) und 3 (Jupiter 1932 mit G.R.F.) erkennbar. An Stelle der Hauff Diapositivplatte wurde bei den photometrischen Aufnahen die empfindlichere Hauff Prozeßplatte benutzt. Die Expositionszeit beträgt durchschnittlich 4,8 Sekunden.

Eine Auswahl der besten Jupiterplatten ist im folgenden Verzeichnis zusammengestellt. Von 1934 ab wurden hauptsächlich nur Aufnahmen zu Rotationsbestimmungen gemacht. Die Verlegung der Beobachtungsstation nach Klein-Machnow und der Umbau der Instrumente unterbrach die photometrischen Arbeiten, die Sommeroppositionen eigneten sich überdies schlecht zu photographischen Aufnahmen wegen des tiefen Standes Jupiters.

Verzeichnis der Jupiterplatten.

Versuchsplatten 1—53 enthielten keine verwendbaren Aufnahmen.

Zeichenerklärung:
T nur topographisch
Ph mit Keil
B. g. Bilder gut
B! Bilder besonders gut
G Gelbfilter
R Rotfilter
I, II, III, IV, Trabantenschatten
Ks Keilkopie schlecht
Kb Keilkopie brauchbar
K! Keilkopie sehr gut

Registernummer	Jahr	Zeitraum der Aufnahme, (MEZ)						Anmerkungen
			h	m		h	m	
54, 55, 56	1928	Aug. 20	1	30	—	3	0 T	G.R.F.
63	„	Sept. 4	1	0	—	1	30 T	
65	„	„ 6	2	30	—	3	00 T	
68—70	„	„ 10	0	45	—	2	40 T	
72, 73	„	„ 13	1	15	—	2	30 T	
75, 76	„	„ 15	0	50	—	1	35 T!	
77—80	„	„ 16	1	20	—	3	10 T	
81—84	„	„ 17	1	20	—	2	55 T	„Granatflecke“
85—87	„	„ 18	1	30	—	2	48 T!	

Registernummer	Jahr	Zeitraum	der Aufnahme, (MEZ) h	m	h	m		Anmerkungen
91	„	Okt. 8	0	30	— 1	5	T	
93, 94	„	„ 11	0	0	— 1	0	T	
95—101	„	„ 15/16	22	27	— 0	45	T	98! 100!
240, 241	1929	Sept. 3	2	10	— 2	52	T	
248	„	Nov. 13	23	40	—23	50	T	
250—252	„	„ 22	23	00	—24	0	T	
253—256	„	„ 23	23	10	—24	0	T	III
307—310	1930	Dez. 22/23	22	10	— 0	7	Ph	307! Kb, 309 Ks
311—325	.	. . . . .	.	.	.	.	Ph	Versuche. 322!
332	1931	Jan. 8	21	20	—21	30	Ph	
333 335	„	„ 21	20	10	—22	17	Ph	K! B!
338, 339	„	„ 23	20	20	—21	29	Ph	338 G
340, 341	„	„ 30	21	55	—22	20	Ph	
350	„	März 3	20	00	—20	10	T	III Ks
407—412	„	Nov. 30	2	30	— 4	30	Ph	teilweise brauchbar
413—416	„	Dez. 1	1	00	— 2	00	Ph	teilweise brauchbar
417—419	„	„ 16	1	00	— 2	20	Ph	417!
427—432	1932	Jan. 19/20	23	55	— 1	35	Ph	428, 429 Ks
437—440	„	„ 28	22	45	—23	8	Ph	439 B!
435, 436	„	„ 31	22	20	—23	0	Ph	
441—444	„	Feb. 1/2	22	5	— 0	40	Ph	
445—448	„	„ 5	22	20	—23	20	Ph	447, 448 B! K!
449—451	„	„ 6/7	23	45	— 0	30	Ph	sehr große Bilder
452	„	„ 9	22	55	—23	15	Ph	
454, 456, 457, 459	„	„ 10	21	30	—23	42	Ph	454, 459 B! 459T
472, 474	„	„ 16	21	15	—22	25	Ph	
481—483	„	„ 17	22	30	—23	15	Ph	
498—499	„	„ 20	22	25	—22	45	Ph	
500	„	„ 25	20	50	—21	7	Ph	G.R.F.
513	„	März 23	20	12	—20	20	Ph	
514, 517	„	„ 23	20	20	—21	10	T	
518	„	Feb. 25	21	10	—21	25	Ph	G.R.F.
520	„	„ 25	22	45	—22	40	T	G.R.F.
521, 523	„	„ 29	20	45	—22	5	Ph	
529, 530	„	April 3	19	35	—19	55	T	
565, 566	1933	März 23	22	50	—23	15	T	Ks
569—571	„	„ 24	21	28	—22	00	Ph	570 Ks
573	„	„ 25	21	45	——	—	Ph	und
583—585	„	„ 27	22	10	—22	50	Ph	585 T 584 G
591—593	„	April 9	21	00	—21	45	Ph	B! RB
594—597	„	„ 14	20	45	—21	35	Ph	594 G 597 B!
598—603	„	„ 17	20	22	—21	30	T	R B, I, G.R.F. Keil-
604, 605	„	„ 25	20	15	—20	35	T	belichtung nicht
606, 607	„	„ 27	20	15	—20	40	Ph	protokolliert

Aufnahmen mit strengen Rotfiltern sind niemals brauchbar ausgefallen. Die Gradation der handelsüblichen, panchromatischen Emulsionen (phototechnische Platten) ist so flach, daß der Kontrast der Bilder ganz unzureichend blieb. Der zu beschreitende Weg ergibt sich aber aus den Erfahrungen mit den anderen Platten in anderen Farbbezirken. Es wird danach zweckmäßig sein, Platten äußerst steiler Gradation wie z. B. die photomechanische Platte von Kranseder selbst im Laboratorium rot zu sensibilisieren.

Die Herstellung von Aufnahmen im Grün bietet hingegen keine Schwierigkeiten, da hier auch die Gradation der Emulsion wenig vom Blauen abweicht.

Für die rechnerische Auswertung der Aufnahmen bei Annahme einer teilweise durchsichtigen Atmosphäre der Planeten nach der von Schoenberg auf Grund der King'schen Lösung der Integralgleichung der Diffusion entwickelten Theorie[29] werden im allgemeinen drei Spektralbezirke ausreichend sein, während die photometrische Analyse unter zugrundelegung der Fessenkow'schen Formeln[30] bereits auf Grund von Aufnahmen in einem einzigen Spektralbezirk Aufschlüsse zu geben vermag. Sie gelten aber nur für ganz undurchsichtige Atmosphären und vernachlässigen die Verfärbung.

Auswertung der Aufnahmen.

Die Erfahrung hat gelehrt, daß die Keilkopie die schwache Stelle in der Kette aller zur photographischen Photometrie erforderlichen Elemente ist und möglichst durch die Schattenkeilmethode abgelöst werden sollte, deren Theorie oben entwickelt wurde. Bleibt man aber beim Keil, so soll man ihn nicht am Rande der Platte aufkopieren sondern mindestens 2 cm davon entfernt, da viele Platten (z. B. Silbereosinplatten) zu Randschleiern neigen, die sich bis in den Keil erstrecken. Das dunkle Ende des Keils kann mit einem völlig lichtundurchlässigen Teil abschließen, um die gemessenen Schwärzungen auf die unbe-

29. Handbuch der Astrophysik Bd. II S. 208—228.
30. Handbuch der Astrphysik, Bd. II, S. 208—228, Ziff. 22.

lichtete Schicht reduzieren zu können, andernfalls benutzt man die sich beim Ausmessen der Planetenbilder ergebende Transparenz der unbelichteten Schicht als Nullniveau.

Da die Keilkopie vielfach kleine Störungen des normalen Schwärzungsverlaufs zeigt, empfiehlt es sich, durch zwei- oder dreifache parallele Abtastung im Mikrophotometer mehrere Schwärzungskurven aufzunehmen, deren Mittel zur Reduktion der Planetenschwärzungen verwendet wird. Wie schon oben

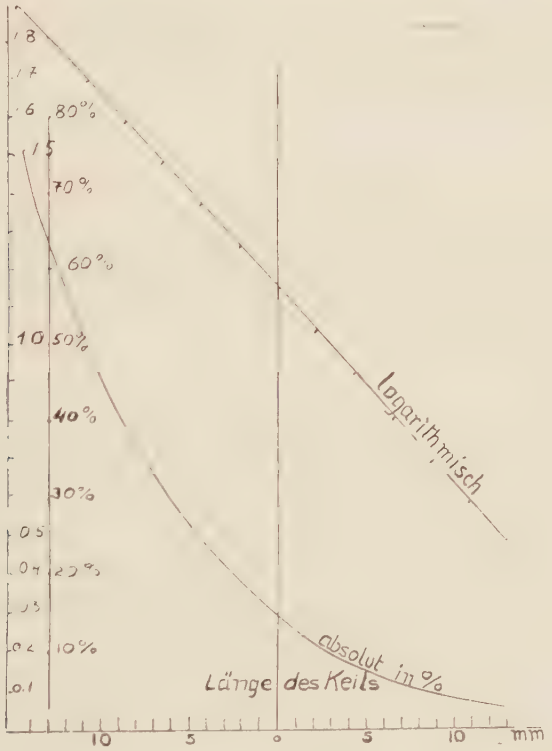


Abb. 19

erwähnt, empfiehlt es sich, auf dem Keil einen Querstrich einzuritzen, der auf der Kopie sichtbar wird und als Festmarke dient. Besser ist es noch, zwei Marken anzubringen, da man dann sofort den Maßstab des Photogramms bestimmen kann, wenn die Kurve des Keils vermessen wird.

Die Durchlässigkeit des zu den vorliegenden Aufnahmen verwendeten Keils wurde mit dem selbstregistrierenden Zeiss'schen Mikrophotometer der Universitätssternwarte Breslau gemessen. Die Werte sind im Diagramm Abb. 20 sowohl logarithmisch wie in Prozenten aufgetragen. Die Nullinie der Ritzmarke ist angegeben. Von ihr aus werden die Durchlässigkeitswerte nach rechts und links bestimmt. Die logarithmische Darstellung

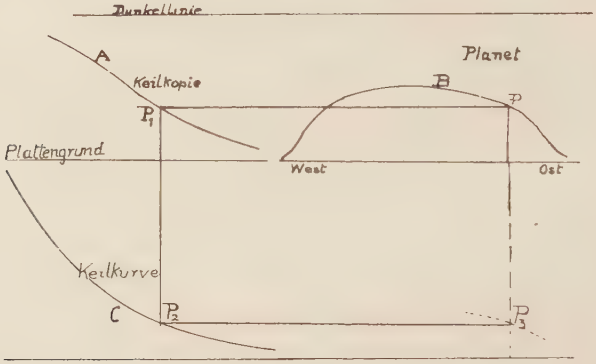


Abb. 20

hatte hier nur den Zweck, ein Bild von der Beschaffenheit des Keils hinsichtlich der Keilkonstanten zu verschaffen. Für die Auswertung der Aufnahmen sind unten Beispiele gegeben, und zwar von zwei topographischen Platten die Kurven über den Zentralmeridian und von den Plattenpaaren (violett, gelb) mit Aufnahmen aus zwei Spektralbezirken: 591, 592; 583, 584 die Kurven über den Äquator.

Bei gleichen Belichtungszeiten für Planet und Keil ist das Verfahren einfach, da die Schwärzungen unmittelbar miteinander verglichen werden können. Das Schema der Auswertung ist in Abb. 21 dargestellt.

Auf ein und demselben oder auf zwei Registrierstreifen wird auf einer Seite die Schwärzungskurve (B) des Planeten, auf der anderen die des Keils (A) aufgenommen. Der Vergrößerungsmaßstab der Planetenkurve wird zweckentsprechend gewählt, braucht aber nicht vermerkt zu werden, hingegen muß der Vergrößerungs- bzw. der Verkleinerungsmaßstab der Keil-

kopiekurve genau bestimmt werden, da er mit einer auf Transparentpapier gezeichneten Kurve (C) der prozentualen Durchlässigkeiten des Keils in den Abscissen, die die Abstände von der eingeritzten Nullinie angeben, genau übereinstimmen muß.

Fall 1. Keilbelichtung = Planetenbelichtung.

Als Auswertungsverfahren empfiehlt sich das vorliegende graphische. Die Schwärzungskurve A der Keilkopie und des Planetennegativs B werden mit übereinstimmenden Dunkellinien und Plattengrundlinien auf Transparentpapier durchgepaust. Bei den mit dem Zeiss'schen selbstregistrierenden Photometer der Universitätssternwarte Neubabelsberg mit einem quadratischen Registrierspalt $0{,}1 \times 0{,}1$ mm aufgenommenen Kurven war der Vergrößerungsmaßstab bei der Keilkopie 4 : 1, beim Planeten 100 : 1. Unterhalb der Kurve der Keilkopie wird mit übereinstimmender Nullmarke die Kurve der prozentualen Durchlässigkeiten des Keils einkopiert. Die Abscissen sind natürlich dem Vergrößerungsmaßstab der Keilkopiekurve angepaßt.

Die Kurve der numerischen Helligkeiten läßt sich dann auf einfache Weise zeichnen. Ein Punkt P der Planetenkurve wird parallel zur Dunkellinie auf die Keilkopiekurve projiziert (P_1), P_1 wird senkrecht auf die Keilkurve C projiziert (P_2), dieser Punkt wiederum auf die abwärts verlängerte Ordinate des Punktes P. Der so erhaltene Punkt P_3 hat die von der Nullinie der Keildurchlässigkeitskurve gemessene Ordinate y, die proportional ist der Flächenhelligkeit im Punkte P.

Fall 2. Keilbelichtung nicht gleich Planetenbelichtung.

In diesem Falle ist die ermittelte Bestrahlung unter dem Keil mit $\left(\frac{t_k}{t}\right)^p$ zu multiplizieren, wo t_K die Keil- t die Planetbelichtungszeit ist und p der Schwarzschildexponent.

Der Schwarzschildexponent muß am besten für jede Platte gesondert bestimmt werden. Dies ist nur dann möglich, wenn außer der Keilkopie Planetenaufnahmen mit verschiedenen Belichtungszeiten vorhanden sind. Es bezeichne T_1 bzw. T_2 die

Keildurchlässigkeiten an zwei Stellen 1 und 2 des Keils, σ die Bestrahlung durch die Lampe, J_p jene durch den Planeten, t_k die Keilbelichtungszeit, t_1 und t_2 verschiedene Belichtungszeiten (der Planetenaufnahme). Wir messen die Schwärzung ein- und derselben Planetenstelle auf zwei Aufnahmen verschiedener Belichtungszeiten (t_1, t_2) und ermitteln die ihnen gleichen Schwärzungen auf der Keilkopie. Dadurch erhalten wir die entsprechenden Durchlässigkeiten T_1 und T_2 und zwei Beziehungen

$$\sigma T_1 t_k^p = J_p t_1^p \quad ; \quad \sigma T_2 t_k^p = J_p t_2^p$$

und daraus

$$p = \frac{\log T_1 - \log T_2}{\log t_1 - \log t_2}$$

Da die Expositionszeiten mit persönlichen und mechanischen Fehlern behaftet sind, empfiehlt es sich, p aus mehreren verschiedenen Belichtungszeiten für den Planeten zu berechnen.

Die Randhelligkeiten werden durch Beugung verfälscht. Nach der Struve'schen Theorie und den aus ihr abgeleiteten Tabellen[31] ergibt sich aber für vorliegenden Fall (Objektivöffnung 180—210 mm, Jupiterdurchmesser 40″) erst in einem Abstand von 1″ vom Rande ein bemerkbarer Einfluß der Beugung. Diese Wirkung ist aber bereits von der Größenordnung der atmosphärischen Bildstörung, deren Größe nicht ohne weiteres berechenbar ist. Aus diesem Grunde ist hier davon abgesehen worden, die Randhelligkeiten auf Beugungseinfluß zu korrigieren.

Zur Reduktion photometrischer Messungen der Helligkeiten verschiedener Punkte von Planetenoberflächen sind Einfalls- und Austrittswinkel nach den Formeln

$$\cos i = \sin \delta' \sin b + \cos \delta' \cos b \cos (l + \alpha)$$

$$\cos \varepsilon = \sin \delta \sin b + \cos \delta \cos b \cos l$$

zu berechnen. δ ist die planetozentrische Deklination des Planetenmittelpunktes von der Erde aus, δ' von der Sonne aus betrachtet, b die planetozentrische Breite, l die Länge des Punktes vom Zentralmeridian aus gerechnet, α der Phasenwinkel.

---

31. Schoenberg, Theoretische Photometrie. Hdb. d. Ap. Bd. II/1, S. 118.

Dies gilt streng nur für kugelförmige Oberfläche. Für Ellipsoide sind die Reduktionsformeln angegeben in: Schoenberg, Theoret. Photometrie.[32]

Abb. 21

Die Zentralmeridiankurve (Abb. 22) ist am selbstregistrierenden Zeiss'schen Mikrophotometer der Universitätssternwarte Breslau aufgenommen und dient zur Verbildlichung der Wiedergabefähigkeit der Aufnahmen für photometrisch unterscheidbare Einzelheiten. Bei einem polaren Durchmesser von 42″ entsprechen die kleinsten Wellen der Kurve einer scheinbaren Größe von 1″. Auffallend ist auf allen Negativen der schon bei Betrachtung mit einer Lupe erkenntliche Unterschied des meridionalen Helligkeitsabfalles zwischen Nord- und Südpolarkalotte. Auf der Nordkalotte ist der Abfall wesentlich geringer als auf der Südkalotte. Dies ist auf der Kurve gut zu erkennen. Es dürfte also damit der Nachweis erbracht sein, daß Instrumente mit 21 cm Öffnung für die Zwecke der photographischen Photometrie der Planeten ausreichen, solange ihr scheinbarer Durchmesser nicht kleiner als etwa 20″ ist.

Bei den photometrischen Aufnahmen ist im Hinblick darauf, daß die topographische Differenz zwischen Intensitätsäquator und wahrem Äquator in der Spaltgröße aufgeht, von einer Reduktion abgesehen worden. Die Helligkeiten auf dem Äquator sind in untenstehender Tabelle aufgeführt worden. Da die Kurve assymetrisch ist, sind die Helligkeiten nach Ost und West vom Zentralmeridian aus gerechnet in Bruchteilen des Planetenradius angegeben.

---

32. Schoenberg, Theoretische Photometrie, Handb. d. Ap. Bd. II/1, S. 85.

		West						Zentral-meridian	Ost					
Platte	Farbe	0.9	0.8	0.7	0.6	0.4	0.2	0	0.2	0.4	0.6	0.7	0.8	0.9
583	blau	0.22	0.44	0.66	0.85	0.96	0.987	1,00	0.960	0.88	0.74	0.62	0.34	0.14
584	gelb	0.20	0.41	0.59	0.77	0.92	1.00	1,00	0.92	0.84	0.66	0.56	0.385	0.14
591	blau	0.14	0.40	0.64	0.76	0.90	0.95	1,00	0.95	0.85	0.66	0.52	0.33	0.14
592	gelb	0.20	0.34	0.55	0.70	0.90	0.98	1,00	0.88	0.73	0.58	0.43	0.26	0.17

Die Zeitpunkte der Aufnahmen sind: 583, 584: 1933 März 27
591, 592: 1933 April 9

Die Ergebnisse zeigen, teilweise abweichend von den photographischen Messungen von Barabascheff und Semejkin, daß der Abfall im Blau nach dem Rande der Scheibe hin zunächst (bis etwa 0.7 r) geringer ist als im Gelb, dann aber nahe dem Rande etwas stärker wird.

Photoelektrische Messung des Phasenkoeffizienten.

Bei den außerordentlichen Schwierigkeiten, die sich in technischer Hinsicht bei der photographischen Photometrie der großen Planeten ergeben, Schwierigkeiten, die mit abnehmendem scheinbaren Durchmesser zusehends größer werden, ist eine Ergänzung des Beobachtungsmaterials durch unabhängige, andere Messungen von größter Bedeutung. Da auch die rechnerische Auswertung und Reduktion des Beobachtungsmaterials oft sehr umständlich ist, wäre auch von diesem Gesichtspunkte aus eine ergänzende Beobachtungsmethode zur Überprüfung der aus den photographischen Aufnahmen gewonnenen Ergebnisse sehr erwünscht.

In hervorragendem Maße eignet sich hierzu die photoelektrische Helligkeitsmessung, mit deren Hilfe in diesem Falle Phasenkoeffizienten in verschiedenen Spektralbezirken bestimmt werden könnten, wodurch wichtige Aufschlüsse über das Reflexionsgesetz erlangt werden können. Bereits bei Jupiter hat der von P. Guthnick und E. Schoenberg nachgewiesene be-

deutende Phasenkoeffizient des Planeten[33] einen Hinweis auf eine mögliche physikalische Beschaffenheit der Atmosphäre gegeben. Dieser bedeutende Phasenkoeffizient läßt sich nicht durch die Intensitätsverteilung auf der Scheibe bei verschiedenen Phasen erklären, sondern kann nach Ansicht Schoenbergs sehr wohl in einem in der Beleuchtungsrichtung zugespitzten Diffusionsdiagramm der festen Teilchen der Wolkenoberfläche seine Erklärung finden.

Photoelektrische Untersuchungen an Planeten sind bereits 1914 an der Universitätssternwarte Neubabelsberg vorgenommen worden (Veröffentlichungen Bd. I, Heft 1, Photoelektrische Untersuchungen an Spektroskopischen Doppelsternen und an Planeten, von P. Guthnick und R. Prager). Die außerordentliche Empfindlichkeit der Methode und die Möglichkeit, mit Hilfe von Zellen verschiedener spektraler Empfindlichkeit unter Verwendung geeigneter Filter zu arbeiten, macht diese Methode zu einer nichtigen, wahrscheinlich sogar unerläßlichen Ergänzung der photographischen Methode.

Nachtrag.

Es ist neuerdings der Firma W. C. Heraeus (Dr. Auwärter) gelungen, Glasflächen mit einem Dämpfen und Säuren widerstehenden Rhodiumbelag zu versehen, der ein mittleres Reflexionsvermögen von 80% im sichtbaren Licht besitzt. Von der Richtigkeit dieser Angabe habe ich mich durch Messung unter Benutzung eines Photometers nach Dr. Lange überzeugt, und meine Messungen durch gleiche Untersuchungen von Dr. Weber (Osram) bestätigt gefunden. Er erscheint damit das Problem absoluter, sich über einen längeren Zeitraum erstreckender photographischer Helligkeitsmessungen mit dem Spiegelteleskop der Lösung nahe gebracht.

---

33. Handbuch der Astrophysik, Ergänz.Bd. VII, Theoret. Photometr. S. 49.

Druck: Dr. Emil Ebering, Berlin NW 7, Mittelstraße 29

Lebenslauf.

Als Sohn ostpreußischer Eltern bin ich am 12. August 1882 in Shillong, Provinz Assam, Brit. Ostindien, geboren; besuchte in München die humanistischen Gymnasien, Ludwigs- und Theresiengymnasium und studierte auf der Technischen Hochschule Karlsruhe acht Semester in der Abteilung für Elektrotechnik. Im Jahre 1905 habe ich die akademische Schlußprüfung abgelegt und mit „gut" bestanden. Ich bin besonders Herrn Prof. Dr. Karl Heun zu Dank verpflichtet, der mich durch seine Vorlesungen über Theoretische Mechanik in Grundprobleme der Astronomie einführte.

Als 1914 der Weltkrieg ausbrach, meldete ich mich als Kriegsfreiwilliger und kam zur Marine. Im November 1914 wurde ich verwundet und erhielt am 27. November das E.K. II. Kl. Am 15. September 1935 wurde mir das Ehrenkreuz für Frontkämpfer und am 15. Oktober 1936 das Verwundetenabzeichen verliehen.

Ich bin aktiver SA.-Mann, Dienstgrad Scharführer, im Nachrichtensturm 1, Standarte 1, Hans E. Maikowski (vorher beim Nachrichtensturm 4, Standarte 2, Kütemeyer und Nachrichtensturm der Brigade 30. Ich bekam am 9. Mai 1935 das SA.-Sportabzeichen in Bronze verliehen.

Nachdem ich die Hochschule verlassen hatte, war es mir zunächst aus wirtschaftlichen Gründen nicht möglich, mein ursprüngliches Arbeitsziel zu verfolgen. Dieses war: an der Verbesserung der astronomischen Beobachtungstechnik mitzuwirken und als Ingenieur im Arbeitsgebiet der Himmelskunde tätig zu sein. Erst nach dem Kriege konnte ich dieses Ziel erreichen, als es mir möglich wurde, mit Unterstützung der Deutschen Wasserwerke A.G. die Astro-Gesellschaft für den Bau astronomischer Optik und Instrumente zu gründen.

Berlin-Zehlendorf, Sternwarte Klein-Machnow, 6. Juli 1937.

H. J. Gramatzki.